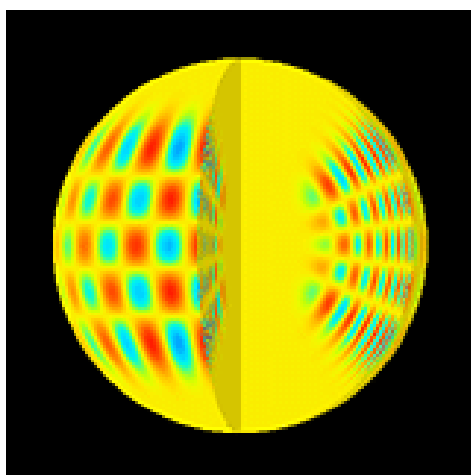




D.E.A ASTROPHYSIQUE, PLANÉTOLOGIE, SCIENCES ET TECHNIQUES SPATIALES
OPTION ASTROPHYSIQUE

Rapport de Stage

ETUDE ASTÉROSISMOLOGIQUE DU SYSTÈME KPD 1930+2752



Valérie Van Grootel

Responsable Stage : Stéphane Charpinet
Responsable Supaéro : Bénédicte Escudier

Année académique 2003-2004

Remerciements

Je remercie tout particulièrement mon responsable, Mr Stéphane Charpinet, pour m'avoir permis d'effectuer ce stage, pour ses conseils avisés, sa disponibilité et sa relecture attentive du présent rapport. Je le remercie également pour m'avoir fait découvrir cette discipline passionnante qu'est l'astérosismologie.

Ces remerciements s'adressent également aux personnes (la liste est longue) m'ayant transmis leur passion pour l'astrophysique et donné l'envie d'effectuer ce DEA, que ce soit au cours d'observations durant les nuits froides de Belgique, lors de conférences, lors de cours à Supaéro ou encore à l'ULg.

Je tiens enfin à remercier très sincèrement mes proches pour m'avoir toujours soutenu et encouragé tout au long de cette année. Sans leur présence au quotidien, bien des difficultés auraient été insurmontables.

Résumé

Ce stage de fin d'études et de DEA concerne l'analyse astérosismologique du système binaire serré KPD 1930+2752, comprenant une étoile sdB (subdwarf B star) pulsante et une naine blanche massive. Notre travail consiste à procéder au dépouillement et à l'analyse d'un ensemble de données de photométrie rapide issues d'une campagne d'observations du réseau WET (Whole Earth Telescope), menée en août et septembre 2003 sur ce système. Outre les pulsations de la composante principale, KPD 1930+2752 est également une variable ellipsoïdale en raison de la présence du compagnon massif, permettant une analyse de ce système à la fois par l'astérosismologie de l'étoile principale et par l'étude de la variation ellipsoïdale.

L'astérosismologie, l'étude et l'analyse des pulsations stellaires, est une discipline récente au sein de la théorie de la structure stellaire. Elle cherche à comprendre pourquoi et comment certains types d'étoiles oscillent et, de là, étudie les propriétés générales et la structure interne des étoiles. En principe, chaque mode d'oscillation observé est une mesure indépendante d'une propriété de l'étoile. Par exemple, la période du mode radial fondamental, lorsque l'étoile se dilate et se contracte, est reliée à la densité moyenne stellaire. Ainsi, plus il y a de modes détectés, plus il est possible d'extraire des informations sur la structure interne. Dans ce cadre, les étoiles sdB pulsantes présentent des caractéristiques qui en font des laboratoires privilégiés pour l'analyse astérosismologique : périodes courtes de l'ordre de quelques minutes facilitant les observations, présence de nombreux modes pour l'étude sismique.

Dans un premier temps, une synthèse bibliographique des connaissances actuelles sur le système KPD 1930+2752 a été effectuée. Les pulsations de la composante principale ont été découvertes en 1998, lors d'une campagne d'observations au Mont Bigelow (Steward Observatory, Arizona). Elle a alors été identifiée comme une étoile sdB pulsante, présentant un spectre particulièrement riche en fréquences dans l'intervalle 3 - 7 mHz. Les étoiles sdB, situées dans la région de la branche horizontale du diagramme de Hertzsprung-Russel, sont des étoiles évoluées, relativement chaudes et compactes, dans une phase de combustion centrale de l'hélium. D'autre part, la courbe de lumière est dominée par une variation quasi-sinusoïdale, de période ~ 4108 s, attribuée à la présence d'un compagnon invisible, très probablement une naine blanche. La masse totale du système est de $1.47 \pm 0.01 M_{\odot}$, ce qui est supérieur à la limite de Chandrasekhar de stabilité d'une naine blanche. Le système KPD 1930+2752 a ainsi été identifié comme un progéniteur potentiel d'une supernova de type Ia. Les modèles

prévoient que ce système pourrait exploser dans 200 millions d’années environ, après que les deux composantes aient fusionné suite à la perte d’énergie par émission d’ondes gravitationnelles.

Dans le cadre du dépouillement des données, il a d’abord été nécessaire de procéder à la réduction des courbes de lumière obtenues lors de la campagne XCov23 du réseau WET. Cette réduction consiste en un traitement des données, réalisé avec le logiciel OSCAR, afin d’en éliminer un certain nombre d’effets indésirables et d’en diminuer le bruit. Parmi la vingtaine d’observatoires participant à la campagne, une dizaine n’ont pu fournir de données utilisables, principalement en raison de mauvaises conditions météorologiques. Une fois les données exploitables réduites, il a fallu les réunir et les synchroniser afin de construire la courbe de lumière globale de la campagne. Finalement, la campagne totale s’étend du 20 août au 6 septembre 2003, en obtenant une couverture de 37.4 %, pour une résolution fréquentielle correspondante de 0.68 μHz .

Une analyse fréquentielle de la courbe de lumière globale a ensuite été réalisée afin d’en extraire les fréquences caractéristiques. La période de la modulation quasi-sinusoïdale de la courbe de lumière, liée à la présence du compagnon invisible, a été estimée à ~ 4107.99 s (i.e. 243.43 μHz), pour une amplitude de ~ 1.27 %. D’autre part, l’activité photométrique est nettement concentrée dans l’intervalle 143 - 333 s (i.e. 3 - 7 mHz), l’essentiel des modes étant situé dans l’intervalle 3.5 - 4.5 mHz. En appliquant les techniques de "pre-whitening" avec le logiciel BERTHE, 130 fréquences d’oscillation ont pu être déterminées. Le niveau de bruit du résidu est de 0.008 %, ce qui est légèrement plus élevé que le niveau de bruit global de la campagne, de 0.00535 %. La courbe à haut rapport signal/bruit de la variation ellipsoïdale a également pu être construite, révélant ainsi les effets liés à la déformation de l’étoile sdB du fait de la présence de la naine blanche.

Enfin, une interprétation astrophysique préliminaire des résultats obtenus a été effectuée. Une modélisation de la structure interne et une détermination des propriétés macroscopiques de la composante sdB a été réalisée, par une comparaison élémentaire entre les fréquences observées et théoriques, calculées à partir d’un programme reposant sur les équations d’oscillations stellaires non-adiabatiques. Ainsi, la température de surface de l’étoile sdB a été estimée à $\sim 33\,000$ K, pour une gravité de surface, exprimée en $\log g$, de ~ 5.51 . La masse de l’enveloppe superficielle d’hydrogène, paramètre essentiel pour la détermination de la structure et de l’évolution des étoiles sdB, a été évaluée à $\sim 0.0186 M_{\odot}$, pour une masse totale de $0.48 M_{\odot}$. La principale limitation de notre approche a été l’impossibilité de modéliser la déformation de l’étoile sdB due à sa rotation rapide, de période identique à la période de révolution de la naine blanche (soit ~ 8216 s), les modèles actuels disponibles se limitant aux étoiles à symétrie sphérique. Un progrès significatif consistera donc à élaborer des modèles prenant en compte la non-sphéricité des étoiles, amélioration qui sera également nécessaire pour interpréter les futures données astérosismologiques très précises provenant d’instruments spatiaux tels que MOST ou encore COROT.

Table des matières

Présentation du sujet	1
1 Introduction au système KPD 1930+2752	4
1.1 Les étoiles sdB pulsantes	4
1.2 Le système KPD 1930+2752	6
1.3 KPD 1930+2752 : une candidate pour une supernova de type Ia ?	7
2 Réduction des données	8
2.1 La campagne XCov23	8
2.2 Méthode de réduction	9
2.3 Réunion des différentes observations	13
3 Analyse de Fourier	15
3.1 Traitement du signal à partir de données incomplètes	15
3.2 Analyse de Fourier de la campagne XCov23	19
3.3 Courbe de lumière de la variation ellipsoïdale	22
4 Interprétation des données	24
4.1 Base théorique de l'astérosismologie	24
4.1.1 Démarche	24
4.1.2 Propriétés des modes d'oscillation	25
4.2 Modélisation et interprétation des données	27
Conclusion et perspectives	32
Bibliographie	33
Annexes	34

Présentation du sujet

L'objet de ce stage est de procéder au dépouillement et à l'analyse d'un ensemble de données de photométrie rapide issues d'une campagne d'observations multi-sites (dans le cadre du réseau WET) menée en août/septembre 2003 sur le système binaire serré KPD 1930+2752. Ce système comprend une étoile sdB pulsante et une naine blanche massive entraînant, outre les pulsations de la composante principale, une variation ellipsoïdale. Il s'agit alors d'extraire les périodes caractéristiques de l'étoile pulsante par les méthodes de "pre-withening" et de construire la courbe de lumière à haut rapport signal/bruit (S/N) de la variation ellipsoïdale. Enfin, une interprétation astrophysique préliminaire des résultats obtenus peut être réalisée.

Effectué au sein de l'équipe de physique stellaire du laboratoire d'astrophysique de l'OMP, ce stage se situe dans le domaine de l'astérosismologie, l'étude et l'analyse des pulsations stellaires. L'astérosismologie, terminologie empruntée à la sismologie terrestre, vise à comprendre pourquoi et comment la structure des étoiles oscille. C'est une discipline récente, en pleine croissance au sein de la théorie de la structure stellaire. Les étoiles dont la luminosité varie périodiquement sont connues depuis le début de l'astronomie. Cependant, c'est bien plus tard que l'on a réalisé que ces variations provenaient des pulsations des étoiles elles-mêmes, et que ces pulsations pouvaient donner des renseignements sur la structure interne des étoiles. En principe, chaque période observée est une mesure indépendante d'une propriété de la structure stellaire. Par exemple, la période de la pulsation du mode radial fondamental (lorsque l'étoile se dilate et se contracte) est reliée à la densité moyenne de l'étoile. Ainsi, plus le nombre de modes détectés est grand, plus on peut obtenir d'informations sur la structure de l'étoile.

Le cas le plus étudié est celui du Soleil (on parle alors d'*héliosismologie*), où plusieurs centaines de milliers de modes ont été identifiés, conduisant à une connaissance très précise de sa structure interne et de sa rotation. Les modes détectés dans le Soleil sont des modes acoustiques, ou encore *modes p*, déclenchés par des fluctuations de pression et excités stochastiquement dans l'enveloppe convective. Comme le Soleil est une étoile tout à fait ordinaire, on peut s'attendre à observer de telles oscillations dans d'autres étoiles similaires. Deux problèmes apparaissent alors. D'une part, contrairement au Soleil, les étoiles ne sont pas résolues spatialement, apparaissant ponctuelles à l'observateur. La détection de modes horizontaux de courtes longueurs d'ondes est alors impossible. D'autre part, les amplitudes des oscillations sont dans la plupart des cas extrêmement faibles, rendant leur observation difficile. Ce n'est

que tout récemment que des mesures de vitesses radiales très précises ont suggéré la détection de *modes p* dans des étoiles de type solaire. Heureusement, d'autres types d'étoiles présentent des oscillations dont l'amplitude est suffisamment importante pour pouvoir être détectée avec les instruments actuels depuis le sol. Il s'agit par exemple des naines blanches, où des pulsations sont observées dans plusieurs classes correspondant à différentes températures, i.e. à différents stades de la séquence de refroidissement. Dans les naines blanches, un autre type de pulsation est à l'origine des variations : ce sont les modes de gravité, ou encore *modes g*. Contrairement aux *modes p*, les périodes des *modes g* sont considérablement plus longues que la période du mode radial fondamental.

Un autre groupe d'étoiles d'un intérêt considérable est celui des étoiles pulsantes arrivées à un stade avancé de leur évolution, se trouvant dans la région de la branche horizontale du diagramme de Hertzsprung-Russel (diagramme HR). La composante principale du système KPD 1930+2752, qui fait l'objet de cette étude, est une étoile sous-naine de type B (subdwarf B star, ou sdB). Les étoiles sdB, localisées à l'extrémité bleue de la branche horizontale, sont dans une phase de combustion de l'hélium, après l'épisode du "flash de l'hélium". La température de surface avoisine 35 000 K, l'étoile ayant perdu une grande partie de son enveloppe d'hydrogène originale. A la fin de leur vie, elles rejoignent directement la séquence de refroidissement des naines blanches, sans passer par l'Asymptotic Giant Branch (AGB), en raison de leur enveloppe trop mince. Les étoiles sdB pulsantes possèdent des caractéristiques (périodes courtes de l'ordre de quelques minutes, présence de nombreux modes) qui en font des laboratoires privilégiés pour l'analyse astérosismologique. Cela est particulièrement intéressant afin de mieux comprendre ce stade avancé et relativement mal connu de l'évolution stellaire.

Un tel potentiel peut être exploité à condition d'extraire un nombre suffisant de modes de pulsation (i.e. de périodes caractéristiques) à partir des courbes de lumière. Pour cela, il faut obtenir un niveau de S/N élevé, et des observations sur une longue durée afin de pouvoir résoudre en fréquence les différentes pulsations de l'étoile. L'acquisition de données de qualité est donc nécessaire. Ceci se fait par exemple à partir d'observations sur de grands télescopes, avec notamment des programmes au télescope franco-canadien CFHT (Canada-France-Hawaii Telescope), situé sur le Mauna Kea. Une autre possibilité est l'organisation de campagnes d'observations multi-sites, via le réseau WET (Whole Earth Telescope) par exemple. Le réseau WET permet de coordonner une vingtaine de télescopes répartis à travers le monde, dont le télescope de l'Observatoire de Haute-Provence, des télescopes de l'Observatoire d'Afrique du Sud, de l'Observatoire de Pékin, du Kitt Peak en Arizona, etc. Ces campagnes impliquant plusieurs télescopes répartis à la surface du globe présentent l'avantage d'une observation plus ou moins continue sur une grande base de temps. Ainsi, le WET a permis d'observer, lors de la campagne XCov23 menée en août/septembre 2003, le système KPD 1930+2752 durant plus de deux semaines. Enfin, l'observation depuis l'espace se réalisera très prochainement avec la mission COROT, satellite du CNES dédié notamment à l'astérosismologie. Elle présente le double avantage de permettre une observation véritablement continue sur une très longue base de temps tout en évitant les effets liés à la présence de l'atmosphère terrestre.

Ce rapport se veut synthétique et représentatif du travail effectué lors du stage, suivant ainsi la plupart du temps un ordre chronologique. Après cette brève introduction pour situer le sujet dans le cadre scientifique, nous entamons la description du travail. Un premier chapitre résume les connaissances sur les étoiles sdB pulsantes et sur le système KPD 1930+2752, avant la campagne d'observation XCov23 du WET. Le chapitre 2 concerne la réduction des courbes de lumière obtenues lors de la campagne, afin de les corriger d'un certain nombre d'effets indésirables. Les courbes de lumière issues des différents sites sont alors assemblées et synchronisées, afin de construire la courbe de lumière totale de la campagne. Ensuite, une analyse de Fourier de la campagne d'observation est effectuée, pour extraire les fréquences caractéristiques de l'étoile pulsante. La courbe de lumière à haut rapport S/N de la variation ellipsoïdale peut alors être construite. Cette analyse fréquentielle fait l'objet du chapitre 3. Enfin, une interprétation préliminaire des observations a pu être effectuée (chapitre 4), par une comparaison simple avec des modèles.

Chapitre 1

Introduction au système KPD 1930+2752

Ce chapitre comporte une synthèse bibliographique concernant nos connaissances sur le système KPD 1930+2752, comprenant une étoile sdB (subdwarf B star) pulsante et une naine blanche massive. Les articles sont référencés dans la bibliographie en fin de rapport. Un résumé des caractéristiques des étoiles sdB pulsantes est exposé, notamment concernant l'origine des mécanismes induisant les pulsations. Ensuite vient une présentation générale du système KPD 1930+2752, comprenant également une analyse astérosismologique préliminaire issue d'observations menées au télescope du Mont Bigelow (Steward Observatory, Arizona) durant le mois d'octobre 1998. Enfin, pour achever la synthèse des connaissances sur KPD 1930+2752, une section concerne l'éventualité d'une fin de vie de ce système sous la forme de supernova de type Ia.

1.1 Les étoiles sdB pulsantes

Les étoiles sous-naines de type B (subdwarf B star, i.e. sdB) sont des étoiles évoluées, relativement chaudes et compactes, se trouvant à l'extrémité bleue de la branche horizontale du diagramme HR. Leur température de surface se situe dans l'intervalle 22 000 - 42 000 K (à titre de comparaison, la température de surface du Soleil est de ~ 6000 K) et leur gravité de surface, exprimée en $\log g$, est comprise entre 5.2 et 6.2 (4.4 pour le Soleil), pour une masse typique de $\sim 0.5 M_{\odot}$. La structure d'une étoile sdB est la suivante. Au centre de l'étoile se trouve un noyau convectif où l'hélium se transforme en carbone et oxygène par le cycle de réactions nucléaires triple- α . Ce noyau est surmonté d'un manteau radiatif d'hélium essentiellement pur, résidu de la phase antérieure de la vie de l'étoile sur la séquence principale. Enfin, une troisième couche, très fine, forme l'enveloppe résiduelle constituée principalement d'hydrogène ($M_{env} \leq 0.02 M_{\odot}$). Contrairement aux autres étoiles HB, ces étoiles ne rejoignent pas l'Asymptotic Giant Branch (AGB) lorsque la combustion de l'hélium est achevée, en raison de leur enveloppe trop mince. Elles rejoignent directement la séquence de refroidissement, pour terminer leur vie sous forme de naines blanches.

Une fraction des étoiles sdB présente des pulsations entraînant des variations de luminosité aisément détectables. Celles-ci sont généralement de faible amplitude et de périodes multiples. Il existe deux grandes classes d'étoiles sdB pulsantes :

1. Les étoiles du type EC14026, du nom de l'étoile prototype, découverte en 1997. Ces étoiles variables présentent de multiples périodes plutôt courtes, donc de nombreux modes observables. L'étoile principale du système KPD 1930+2752 est de ce type.
2. Les "Betsy stars", qui sont des étoiles sdB pulsantes à plus longues périodes et globalement plus froides, découvertes très récemment. On pense que les pulsations dans ces dernières sont excitées par un mécanisme analogue à celui des étoiles EC14026, avec une nuance importante du fait de la présence de *modes g* (G. Fontaine et al. [9]).

Dans ce qui suit, nous nous restreindrons aux étoiles sdB du premier type, qui sont non seulement les plus connues mais surtout du type de celle faisant l'objet de ce stage. Dans les étoiles EC14026, les variations de luminosité observées sont associées à des pulsations de modes acoustiques (i.e modes de pression, ou encore *modes p*) radiaux et non-radiaux, de bas degrés ($l \leq 3 - 4$). Les périodes d'oscillation sont généralement comprises dans l'intervalle 80 - 600 s, avec des amplitudes de quelques millimagnitudes, pour une magnitude visuelle typiquement comprise entre 12 et 16.

Il existe deux processus physiques importants entraînant la déstabilisation des modes acoustiques, conduisant ainsi à l'apparition de pulsations (S. Charpinet, [4]) :

1. Le mécanisme " κ appa", apparaissant dans la région de l'enveloppe riche en hydrogène, est un effet dû à l'augmentation locale de l'opacité moyenne du gaz de l'étoile, entraînée par l'ionisation partielle d'éléments lourds tels que le fer. C'est ce qu'on appelle le "Z-bump". Seul, l'effet κ appa ne peut expliquer la déstabilisation des modes de pulsation de l'étoile. Il faudrait en effet une quantité d'éléments lourds trop importante pour que cet effet soit efficace, impliquant une métallicité nettement supérieure à la métallicité solaire ($Z \simeq 0.02$). Ce mécanisme est donc "aggravé" par un deuxième, la diffusion microscopique d'éléments lourds.
2. La composition de l'enveloppe d'une étoile sdB est particulière : riche en hydrogène, elle présente un déficit d'hélium et surtout une distribution non-uniforme d'éléments lourds tels que le fer. Ceci est dû à la micro-diffusion de particules, en fonction de leur légèreté (migration gravitationnelle), de leur lévitation due à la pression de radiation sélective, et de leur interaction avec le vent stellaire. Il a été démontré qu'une accumulation locale de fer provoquée par la micro-diffusion pouvait faire augmenter de manière sensible l'effet κ appa, conduisant à la déstabilisation de modes acoustiques d'ordres et de degrés bas.

De manière générale, ce modèle est en bon accord avec les observations. Par exemple, on peut ainsi tracer, sur un diagramme $T_{eff} - \log g$, une zone d'instabilité théorique où l'on trouve effectivement la totalité des étoiles EC14026 observées.

1.2 Le système KPD 1930+2752

La composante principale du système KPD 1930+2752 est une étoile sdB pulsante, présentant un spectre particulièrement riche en fréquences. D'autre part, une composante périodique très différente des autres révèle la présence d'un compagnon massif invisible, très probablement une naine blanche. La masse totale du système est de $1.47 \pm 0.01 M_{\odot}$, ce qui est supérieur à la limite de Chandrasekhar de $1.4 M_{\odot}$ au-delà de laquelle une naine blanche s'effondre sur elle-même. Ainsi, KPD 1930+2752 a été identifié comme le premier candidat potentiel pour une supernova de type Ia. Les modèles prévoient que ce système pourrait exploser dans 200 Millions environ, après que les deux étoiles aient fusionné à cause de la perte d'énergie due à l'émission d'ondes gravitationnelles, entraînant la diminution progressive de la distance séparant les deux étoiles. D'autre part, ce système est fortement lié par les forces de marée s'exerçant entre les deux compagnons. L'étoile principale est ainsi déformée par la naine blanche, ce qui affecte ses fréquences caractéristiques. Elle devrait également être en rotation rapide, avec une période identique à la période de révolution de l'objet massif, soit ~ 8217 s (i.e. deux fois la période de la variation ellipsoïdale), car les forces de marée sont probablement suffisamment importantes pour entraîner une rotation synchrone.

La température de surface de l'étoile principale est de $33\,280 \text{ K} \pm 280 \text{ K}$ et la gravité de surface est de $\log g = 5.61 \pm 0.06$ (M. Billères et al. [3]), ce qui la place dans la zone d'instabilité des étoiles sdB évoquée plus haut. Ces caractéristiques ont été déterminées à partir d'observations spectroscopiques sur les raies de l'hélium neutre et de Balmer de l'hydrogène, menées sur le télescope de 2.3m du Kitt Peak (Arizona) en 1995, soit avant l'identification de l'étoile comme une variable sdB pulsante.

La magnitude apparente de KPD 1930+2752 est de 13.8 en bande V, ce qui la rend accessible aux télescopes de 1m, bien que des télescopes de la classe des 2m et plus soient plus appropriés pour la détection des faibles variations de luminosités. Son ascension droite est $RA(2000) = 19^h32^m14^s$ et sa déclinaison est $DEC(2000) = +27^{\circ}58.5'$. Elle est donc observable depuis les deux hémisphères, quoique culminant plus haut dans l'hémisphère nord. La période la plus favorable d'observation est aux environs du mois de juillet.

Observations astérosismologiques

Les pulsations du système KPD 1930+2752 ont été découvertes lors d'une campagne d'observations menée du 15 au 21 octobre 1998 avec le télescope de 1.6m du Mont Bigelow (Steward Observatory, Arizona). Seules quatre nuits ont pu être exploitées (les 15, 16, 19 et 21 octobre). Les principaux résultats, présentés dans M. Billères et al. [3], sont repris dans cette section.

L'analyse fréquentielle des courbes de lumière de la campagne a permis de détecter 44 modes, ce qui est supérieur à la moyenne des observations sur les étoiles EC14026. Les périodes et les amplitudes sont respectivement dans les intervalles 145 - 332 s (i.e. 3 - 7 mHz) et 0.06 - 0.45% de la luminosité moyenne de l'étoile. D'autre part, la courbe de lumière est dominée par la modulation quasi-sinusoïdale due à la présence du compagnon invisible, de période ~ 4108.9 s

et d'amplitude $\sim 1.39\%$. Ce compagnon entraîne une déformation ellipsoïdale de l'étoile principale, due aux forces de marée s'exerçant entre les deux composantes du système. La variation périodique de la vitesse radiale de KPD 1930+2752, observée sur les raies $H\alpha$ et $He\ I-6678\ \text{\AA}$ et d'amplitude $349.3 \pm 2.7\ \text{km s}^{-1}$, est de même période que la période orbitale attendue de $\sim 8217\text{s}$. Ceci, observé en 2000 par Maxted et al. [10], a prouvé qu'il s'agit bien d'un système double, dont le compagnon invisible est très probablement une naine blanche.

Ces observations à l'aide d'un seul télescope sont bien sûr limitées à la durée d'une nuit, entraînant d'importants trous (correspondant aux journées) dans la courbe de lumière. Ainsi, la couverture, ou encore *duty cycle*, est seulement de 10.32 %. Comme il sera vu au chapitre 3, cela se traduit au point de vue fréquentiel par l'apparition de pics de repliement (i.e *aliases*) dans la transformée de Fourier. L'identification des périodes caractéristiques en est alors grandement compliquée. D'autre part, la résolution fréquentielle (i.e. la capacité à séparer des fréquences proches) est approximativement inversement proportionnelle à la durée d'observation. Dans ce cas, elle est de $1.89\ \mu\text{Hz}$. Nous reviendrons en détail dans le chapitre 3 sur ces problèmes liés aux observations interrompues et limitées dans le temps.

1.3 KPD 1930+2752 : une candidate pour une supernova de type Ia ?

Non seulement intéressant du point de vue de l'astérosismologie, le système KPD 1930+2752 l'est tout autant du point de vue de la cosmologie. La détermination des caractéristiques du système, notamment sa masse et sa période orbitale, a permis de l'identifier comme un progéniteur potentiel d'une supernova de type Ia. En effet, l'une des hypothèses pour l'origine de ces supernovae est la coalescence d'un système dit double-dégénéré, constitué de deux étoiles compactes et dont la masse totale dépasse la masse limite de Chandrasekhar. KPD 1930+2752 est le premier système découvert dont la masse totale excède cette limite. Les supernovae de type Ia seraient des "chandelles cosmologiques", délivrant toujours la même quantité d'énergie lors de l'explosion. On peut dès lors mesurer très précisément la distance de la supernova, et ce jusqu'à $z = 2$ environ. Ceci permet de déduire d'importantes contraintes dans la détermination de paramètres cosmologiques.

Pour rappel, la masse totale du système a été évaluée à $1.47 \pm 0.01\ M_{\odot}$, en supposant que la masse de l'étoile sdB pulsante est de $0.5\ M_{\odot}$. La période orbitale est de $\sim 8217\ \text{s}$. A partir de ces éléments, on peut calculer que le système fusionnera dans 200 Millions environ, à cause de la perte d'énergie du système sous forme d'ondes gravitationnelles. Ensuite, les modèles divergent pour déterminer ce qui se passe une fois que les deux étoiles ont "fusionné". Ergma et al. [8] envisage les différents scénarios, selon que l'étoile sdB ait atteint ou non le stade de naine blanche au moment de la rencontre. Pour résumer, la question reste totalement ouverte. Elle repose entièrement sur des simulations numériques très complexes, dont les hypothèses et les paramètres entrant en jeu sont loin d'être maîtrisés, rendant possible tous les scénarios d'évolution du système. L'état actuel des connaissances sur les supernovae de type Ia ne permet pas de déterminer avec certitude le destin du système KPD 1930+2752.

Chapitre 2

Réduction des données

Menée en août/septembre 2003, la campagne XCov23 du réseau WET a permis d'obtenir, par photométrie rapide à partir d'une vingtaine de télescopes répartis à travers le monde, des courbes de lumière du système KPD1930+2752. Préalablement à une analyse de Fourier afin d'en extraire les fréquences caractéristiques, il est indispensable de traiter ces courbes de lumière pour éliminer un certain nombre d'effets indésirables. Ainsi, après une présentation générale de la campagne, ce chapitre expose le traitement des courbes de lumière obtenues. Ce traitement s'est effectué à l'aide du logiciel OSCAR, version 3.0.2 (programmation de Pierre Brassard, 2001). Les courbes de lumière ont ensuite été assemblées et synchronisées afin de construire la courbe de lumière totale de la campagne, grâce au programme VIEWLC (réalisé par Stéphane Charpinet, 2003).

2.1 La campagne XCov23

Le tableau 2.1 suivant résume les nuits d'observations des principaux sites ayant participé à la campagne XCov23 du réseau WET. D'autres sites ont participé à la campagne : les observatoires McDonald au Texas (2.10m) et MontCuba (0.60m) au Delaware, les observatoires de Piszkestető en Hongrie (1m), le BOAO en Corée (1.80m) et le LNA au Brésil (0.60m), les observatoires de Loiano en Italie (1.50m) et de Moletai en Lituanie (1.60m), et enfin le Siding Spring Observatory (1m) en Australie ; mais ceux-ci n'ont pas donné lieu à des données exploitables. Cela est dû à différentes raisons, principalement les mauvaises conditions météorologiques et l'observation de cibles secondaires, mais également à cause de problèmes techniques. Selon le site, la courbe de lumière a été obtenue soit avec des photomètres à 3 canaux (PMT), soit avec des détecteurs CCD. De plus, plusieurs instruments différents ont été utilisés lors de cette campagne, rendant les sources de données très hétérogènes.

Les trois canaux d'un photomètre pointent, respectivement, le système KPD 1930+2752, une étoile de référence et le ciel. L'étoile de référence est une étoile ne présentant pas de variations détectables intrinsèques de luminosité et sert de comparaison avec l'étoile cible. Le cas d'un détecteur CCD est légèrement différent : dans le champ de vue, en plus de l'étoile cible, plusieurs étoiles de référence sont sélectionnées ainsi que plusieurs parties du

ciel. Pour le traitement avec OSCAR, il faut alors se ramener au cas à 3 canaux d'observation, en moyennant les comptes obtenus. Une fois cela fait, le traitement des courbes de lumière obtenues avec un détecteur CCD est similaire à celui effectué sur des données PMT.

2.2 Méthode de réduction

Il convient de présenter les données sous un format particulier, lisible par OSCAR, en précisant les caractéristiques du photomètre utilisé, la date et l'heure du début de la nuit d'observation, le pas, etc.

Calibrage des canaux

Avant de procéder à la réduction de données provenant d'un photomètre multi-canaux, il faut calibrer les différents canaux. Cette étape est nécessaire pour deux raisons : tout d'abord, le chemin optique de chacun des canaux étant différent, le taux de pertes de photons pour chacun de ces canaux est aussi différent. D'autre part, il y a toujours des inégalités dans l'efficacité de chacun des détecteurs. Notons que cette étape de calibration des canaux n'est pas nécessaire pour les données provenant d'un détecteur CCD.

La technique habituelle pour le calibrage consiste à pointer, au début et/ou à la fin de la nuit, les différents canaux sur une partie du ciel et à ramener les comptes des canaux ciel, étoile et référence à un même niveau. Avec OSCAR, cette opération se fait en sélectionnant dans les comptes les points utilisés pour le calibrage. Le logiciel donne alors les rapports des canaux Etoile/Ciel et Référence/Ciel, qui sont les coefficients multiplicateurs utilisés pour calibrer les canaux. Enfin, ces points utilisés pour le calibrage devront être supprimés de la courbe de lumière.

Lissage et soustraction du ciel

Le lissage du ciel a pour but de diminuer le niveau de bruit du ciel en appliquant un filtre numérique sur les données. La dimension du filtre est un compromis entre le niveau de bruit que l'on veut éliminer (filtre de grande dimension) et les structures dans le ciel que l'on veut conserver (nuages, etc). L'étape suivante consiste alors à soustraire la composante du ciel aux canaux de l'étoile cible et de la référence.

Lissage de l'étoile de référence

Comme à l'étape précédente, le lissage de l'étoile de comparaison permet de diminuer le niveau de bruit dans la mesure de cette étoile. Encore une fois, il s'agit de garder les structures que l'on veut conserver telles que le passage d'un nuage, tout en baissant au maximum le niveau de bruit par un lissage approprié.

Site	Date	Début (TU)	Fin (TU)	Durée (heures)	Nombre de points	Pas (secondes)
KITT PEAK	28-08-2003	8:41:33	9:35:00	0:53:27	534	6.006
(Arizona)	29-08-2003	6:16:23	8:11:24	1:55:01	1151	5.996
(CCD, 2.10m)	29-08-2003	8:16:08	10:03:12	1:47:03	1072	5.992
	30-08-2003	3:20:18	4:44:13	1:23:55	840	5.994
	30-08-2003	5:37:42	10:08:42	4:31:00	2711	5.998
	31-08-2003	3:25:11	9:49:18	6:24:07	3842	5.999
	02-09-2003	4:50:58	9:18:30	4:27:32	2676	5.998
NOT	19-08-2003	20:46:59	22:51:19	2:04:20	746	10.000
(La Palma)	20-08-2003	0:09:17	2:15:07	2:05:50	755	10.000
(CCD, 2.56m)	20-08-2003	20:45:29	5:17:49	8:32:20	3074	10.000
	21-08-2003	20:21:56	5:02:56	8:41:00	3126	10.000
	22-08-2003	20:20:16	5:01:46	8:41:30	3129	10.000
	23-08-2003	21:19:11	22:37:01	1:17:50	467	10.000
	23-08-2003	23:22:41	4:30:01	5:07:20	1844	10.000
WISE	03-09-2003	17:53:29	23:52:41	5:59:12	1797	11.993
(Israël)	04-09-2003	17:06:41	23:38:41	6:32:00	1961	11.994
(CCD, 1.20m)	05-09-2003	16:56:17	19:13:05	2:16:48	685	11.982
	05-09-2003	22:37:17	23:36:17	0:59:00	296	11.959
	06-09-2003	16:44:41	23:42:29	6:57:48	2090	11.994
TUBITAK	28-08-2003	21:53:58	0:35:15	2:41:17	262	36.935
(Turquie)	29-08-2003	18:39:13	0:49:20	6:10:07	523	42.461
(CCD, 1.50m)	30-08-2003	17:35:30	18:46:09	1:10:39	100	42.390
	30-08-2003	19:21:37	0:17:39	4:56:02	418	42.493
	31-08-2003	17:36:54	23:53:54	6:17:00	530	42.679
	01-09-2003	17:41:13	23:11:09	5:29:56	465	42.572
	02-09-2003	17:19:44	18:36:12	1:16:28	106	43.283
	02-09-2003	18:55:36	20:24:17	1:28:41	123	43.260
	02-09-2003	20:55:02	22:32:19	1:37:17	138	42.297
SAAO	26-08-2003	18:21:43	19:05:39	0:43:56	265	9.947
(Afrique du Sud)	27-08-2003	17:50:14	19:11:40	1:21:26	489	9.990
(CCD, 0.75m)	27-08-2003	20:58:30	21:32:30	0:34:00	205	9.950
	28-08-2003	17:24:04	20:51:28	3:27:24	1245	9.995
	29-08-2003	17:12:15	21:02:35	3:50:20	1383	9.993
	30-08-2003	17:16:05	21:09:15	3:53:10	1400	9.992
HAWAII	22-08-2003	7:32:04	8:37:51	1:05:47	300	13.157
(Mauna Kea)	23-08-2003	7:37:05	9:40:54	2:03:49	384	19.346
(CCD, 0.60m)	24-08-2003	7:21:50	8:49:18	1:27:28	400	13.120
	28-08-2003	6:16:05	9:10:01	2:53:56	789	13.227
	03-09-2003	6:00:05	8:10:59	2:10:54	600	13.090
LULIN	23-08-2003	14:49:06	18:05:44	3:16:38	1006	11.728
(Taïwan)	26-08-2003	11:47:38	19:00:24	7:12:46	1486	17.474
(CCD, 1m)	27-08-2003	11:32:49	18:56:29	7:23:40	1517	17.548
	28-08-2003	11:16:55	18:49:55	7:33:00	1565	17.367
OHP	22-08-2003	21:27:00	0:06:45	2:39:45	1917	5.000
(Provence)	23-08-2003	20:51:00	21:58:00	1:07:00	804	5.000
(PMT, 1.93m)	24-08-2003	21:00:00	0:27:30	3:27:30	2490	5.000
	25-08-2003	21:10:00	1:43:20	4:33:20	3280	5.000
	26-08-2003	20:50:00	1:47:00	4:57:00	3564	5.000
	27-08-2003	20:02:00	1:19:00	5:17:00	3804	5.000
	29-08-2003	19:55:00	1:32:45	5:37:45	4053	5.000
BAO	31-08-2003	12:46:30	19:11:15	6:24:45	4617	5.000
(Chine, PMT, 2.16m)						
SUHORA	25-08-2003	20:04:40	23:12:00	3:07:20	1124	10.000
(Pologne, PMT, 0.60m)						

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif de la campagne XCov23

Division par l'étoile de référence

L'étoile de référence devrait présenter, en théorie, un profil de courbe de lumière parfaitement plat. Elle peut donc être utilisée pour mesurer les fluctuations de l'atmosphère, tant au niveau des fluctuations rapides (nuages) que pour les variations lentes (extinction atmosphérique). On procède alors à une division de la courbe de lumière de l'étoile par la courbe de lumière de l'étoile de référence, ce qui se traduit par un redressement de la courbe de lumière.

En pratique, cette opération est souvent insuffisante pour obtenir un redressement complet de la courbe de lumière. La raison principale est que l'étoile de comparaison est souvent de couleur différente de l'étoile observée. Les propriétés optiques de l'atmosphère terrestre et des détecteurs étant fonction de la longueur d'onde, la réponse optique est différente. Si, de plus, l'intensité de l'étoile de référence est beaucoup plus importante que celle de l'étoile observée, les différences se trouvent amplifiées. Pour obtenir le meilleur redressement possible, il faudrait donc utiliser un filtre pour avoir une bande passante étroite (ce qui réduit le nombre de photons détectés) ainsi qu'une étoile de comparaison de même magnitude que l'étoile observée. Ceci étant assez rarement possible, un redressement supplémentaire de la courbe de lumière s'avère souvent nécessaire.

Redressement de la courbe de lumière

Cette opération revient à diviser la courbe de lumière par une version aplatie d'elle-même. En gros, l'algorithme divise la courbe de lumière en plusieurs sections de dimension égales, les "boîtes", et fait passer une courbe par chacun des centres des boîtes. Pour déterminer le nombre de boîtes dans le cas de KPD 1930+2752 sans éliminer la variation ellipsoïdale, il suffit de diviser le temps total d'exposition de la nuit prise en compte par la période de cette variation ellipsoïdale, soit ~ 4108 s.

A la fin de cette réduction, OSCAR produit deux types de fichiers : un fichier .LOG, qui est le journal des opérations effectuées, et un fichier .RED, qui comporte trois colonnes. La première colonne est le temps de la mesure, en secondes, à partir de l'origine des temps de OSCAR et en appliquant la correction barycentrique tenant compte du mouvement de la Terre autour du Soleil. La deuxième colonne correspond aux comptes de l'étoile-cible et la troisième est l'intensité différentielle de l'étoile par rapport à son intensité moyenne, en pourcents. La base de temps de OSCAR est l'équinoxe de printemps 1990 (*Julian Day* 2447972.711397), ce qui est la base habituellement utilisée dans le réseau WET. C'est ce fichier .RED qui sera utilisé par le logiciel BERTHE pour calculer la transformée de Fourier de la courbe de lumière réduite.

A titre d'exemple, le résultat final de la réduction d'une courbe de lumière est donné à la figure 2.1, où l'échelle de temps fait ressortir clairement la variation ellipsoïdale. Il s'agit d'observations la nuit du 31 août 2003 à l'observatoire de Kitt Peak, en Arizona (voir tableau 2.1). La figure 2.2 est un zoom de la précédente, mettant cette fois en évidence les pulsations de périodes multiples de l'étoile principale.

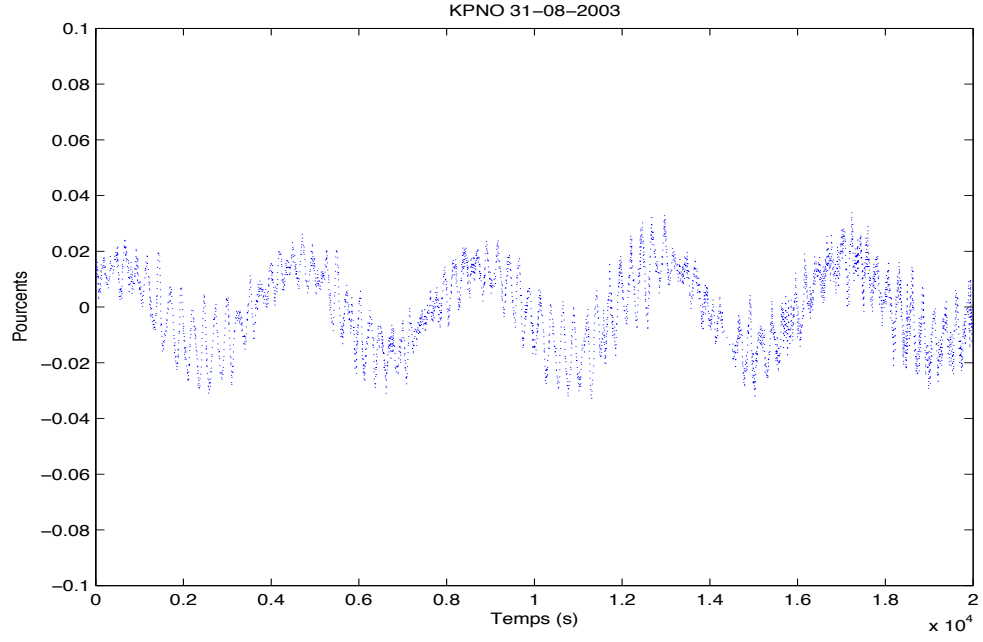


FIG. 2.1 – Kitt Peak, 31 août 2003

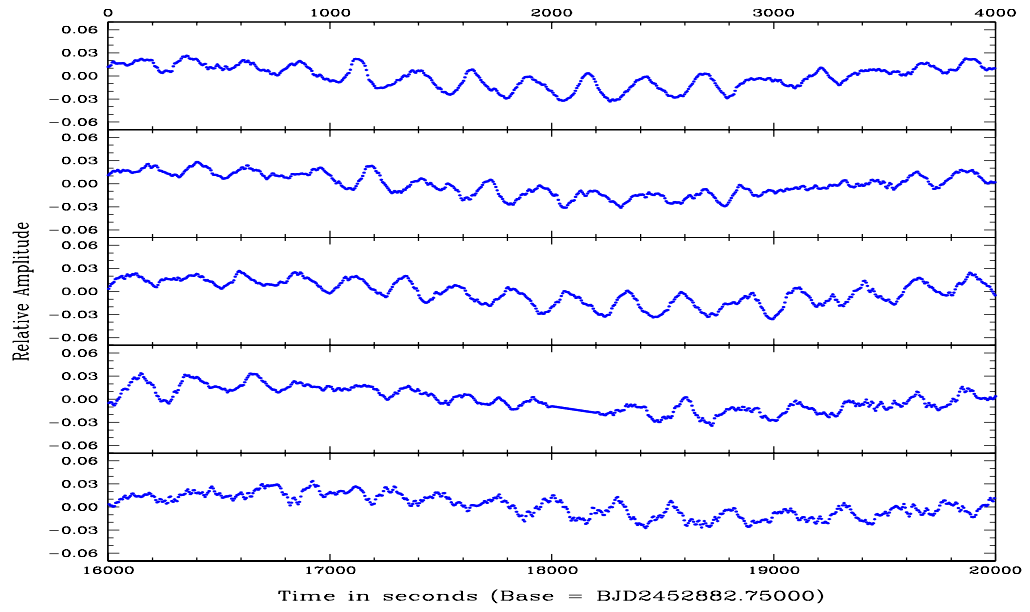


FIG. 2.2 – Zoom Kitt Peak, 31 août 2003

2.3 Réunion des différentes observations

Une fois les données exploitables réduites, il faut les réunir et les synchroniser afin de construire la courbe de lumière totale de la campagne XCov23. Parmi les courbes de lumière réduites du tableau 2.1, celles présentant un niveau de bruit trop élevé et/ou des imperfections flagrantes sont éliminées. De même, dans le cas de données se recouvrant dans le temps, la meilleure des deux courbes est conservée. Certaines nuits sont tronquées afin d'assurer simplement le raccord entre plusieurs sites, toujours dans l'esprit de rajouter le moins de bruit possible.

Il est important également de synchroniser les différents sites en les ramenant à la même origine des temps. Dans le cas des données PMT, le temps de lecture, de quelques millisecondes, est négligeable par rapport au temps total d'exposition, d'une dizaine de secondes. Pour les données CCD, le temps de lecture et de transfert des données, est, selon le détecteur, de quelques secondes. Ceci n'est plus négligeable par rapport au pas de temps, variable selon les sites, de 10 secondes à une quarantaine dans le cas de la Turquie. Il faut alors prendre en compte le temps réel d'exposition, soit le pas de temps diminué du temps de lecture, précisé dans l'en-tête des données. Cette correction au temps moyen d'exposition est apportée dans le programme VIEWLC, qui construit alors la courbe de lumière totale de la campagne et en calcule les caractéristiques (couverture, résolution, ...). Le script du programme VIEWLC se trouve à l'annexe A.

Finalement, la courbe de lumière totale reprend la plupart des nuits du tableau 2.1 (*cf* le programme VIEWLC de l'annexe A), avec les améliorations évoquées. La campagne totale s'étend du 20 août au 6 septembre, soit une durée totale 410.36 heures (17 jours, 2 heures, 21 minutes et 4 secondes). La durée d'observation est de 153.60 heures (soit 6 jours, 9 heures, 36 minutes et 3 secondes), ce qui donne une couverture de 37.4%. La résolution correspondante est de $0.68 \mu\text{Hz}$. Ce sont des améliorations significatives par rapport à une campagne menée avec un seul télescope, comme la campagne du Mont Bigelow évoquée à la section 1.2. Néanmoins, nous sommes encore loin d'une couverture totale comme celle potentiellement assurée par un instrument spatial. Cela est presque impossible à obtenir à partir de télescopes terrestres, toujours limités en temps d'observation et tributaires des conditions météorologiques. Le record de couverture d'une campagne du réseau WET est d'environ 70 %.

La figure 2.3 est la courbe de lumière totale de la campagne XCov23, construite avec le programme VIEWLC. La courbe sinusoïdale superposée correspond à la variation ellipsoïdale attendue de ~ 4108 s, calculée à partir de l'analyse fréquentielle. Cela permet de vérifier la coordination temporelle des différents sites d'observation et de corriger éventuellement des erreurs. Les couleurs correspondent à différents sites et sont indiquées dans le programme VIEWLC à l'annexe A.

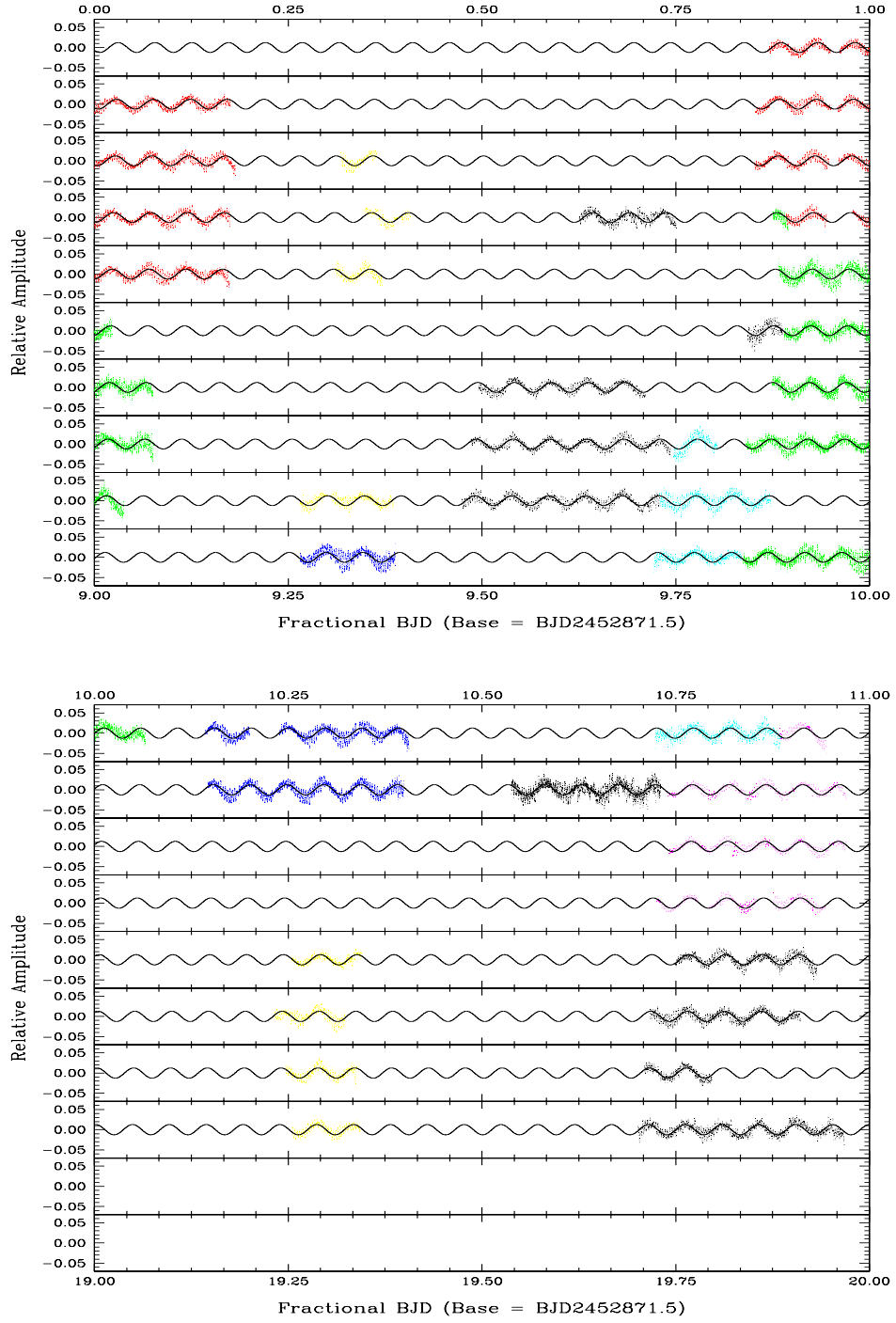


FIG. 2.3 – Courbe de lumière globale de la campagne Xcov23

Chapitre 3

Analyse de Fourier

Ce chapitre aborde l'analyse fréquentielle de la courbe de lumière de la campagne XCov23, afin d'extraire les fréquences caractéristiques de l'étoile sdB du système KPD 1930+2752. Ces fréquences, liées aux modes de pulsation de l'étoile, permettront ensuite de contraindre sa structure interne. Une première section théorique présente le traitement de données incomplètes, réparties non-uniformément dans le temps. Ensuite, les fréquences caractéristiques sont extraites de la courbe de lumière, avec le programme BERTHE. Enfin, la dernière section de ce chapitre traite de la construction de la courbe de lumière à haut rapport S/N de la variation ellipsoïdale.

3.1 Traitement du signal à partir de données incomplètes

Partons d'un signal harmonique pur :

$$v(t) = a_0 \cos(\omega_0 t - \delta_0) \quad (3.1)$$

où a_0 est l'amplitude du signal, δ_0 la phase à $t = 0$, et ω_0 la fréquence angulaire (i.e. pulsation) du signal, donc de période $P = 2\pi/\omega_0$.

Supposons que l'on observe ce signal de $t = 0$ à $t = T$. Sa transformée de Fourier est définie par

$$\tilde{v}(\omega) = \int_0^T v(t) e^{i\omega t} dt$$

ce qui donne, après calculs (Christensen-Dalsgaard, [2])

$$\tilde{v}(\omega) = \frac{T}{2} a_0 \left\{ e^{i[T/2(\omega+\omega_0)-\delta_0]} \operatorname{sinc}\left[\frac{T}{2}(\omega + \omega_0)\right] + e^{i[T/2(\omega-\omega_0)+\delta_0]} \operatorname{sinc}\left[\frac{T}{2}(\omega - \omega_0)\right] \right\} \quad (3.2)$$

où

$$\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$$

La densité spectrale de puissance est définie par

$$P(\omega) = |\tilde{v}(\omega)|^2 \quad (3.3)$$

On ne considère généralement dans le spectre de Fourier que la partie des pulsations ω positives, ce qui est justifié lorsque $T\omega_0 \gg 1$, en pratique toujours le cas. Les deux composantes du spectre en fréquence à $\omega = -\omega_0$ et $\omega = \omega_0$ sont alors bien séparées. On peut montrer dans ce cas que la densité spectrale de puissance du signal (3.1) est

$$P(\omega) \simeq \frac{1}{4} T^2 a_0^2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{T}{2} (\omega - \omega_0) \right] \quad (3.4)$$

En principe, le maximum et le centre de gravité de $P(\omega)$ sont en $\omega = \omega_0$. En pratique, à cause du bruit observationnel, d'oscillations d'amplitude, etc, le pic a une structure plus complexe. On utilise en général alors le centre de gravité du pic, mieux localisé que l'endroit du maximum, pour déterminer sa fréquence. La précision de la détermination de la fréquence peut s'exprimer par la largeur $\delta\omega$ du pic, soit

$$\delta\omega \simeq \frac{2\pi}{T} \quad (3.5)$$

Intuitivement, cette largeur de pic correspond également à la capacité de pouvoir séparer deux pics très proches, i.e. à la *résolution fréquentielle*. On voit ainsi que pour déterminer la fréquence précisément, il faut augmenter T , c'est-à-dire observer sur une longue base de temps.

Considérons maintenant un signal harmonique de deux pulsations ω_1 et ω_2 :

$$v(t) = a_1 \cos(\omega_1 t - \delta_1) + a_2 \cos(\omega_2 t - \delta_2) \quad (3.6)$$

dont la densité spectrale de puissance est (Christensen-Dalsgaard, [2])

$$\begin{aligned} P(\omega) = & \frac{T^2}{4} \left\{ a_1^2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{T}{2} (\omega - \omega_1) \right] + a_2^2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{T}{2} (\omega - \omega_2) \right] \right. \\ & \left. + 2a_1 a_2 \operatorname{sinc} \left[\frac{T}{2} (\omega - \omega_1) \right] \operatorname{sinc} \left[\frac{T}{2} (\omega - \omega_2) \right] \cos \left[\frac{T}{2} (\omega_2 - \omega_1) - (\delta_2 - \delta_1) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Les deux premiers termes correspondent à la somme des deux spectres individuels de fréquence angulaire ω_1 et ω_2 . Le troisième terme provient de l'*interférence* entre ces deux modes, d'autant plus importante que les fréquences sont proches. La structure résultante dépendra principalement de la phase relative entre ces deux modes et, dans une certaine mesure, des amplitudes relatives. Ces interférences peuvent facilement causer des confusions dans l'interprétation du spectre résultant observé. On peut estimer la largeur des pics d'une observation sur une durée T du signal (3.6) par

$$\delta\omega \simeq \frac{12}{T} \quad (3.8)$$

ce qui est deux fois plus élevé que dans le cas d'un signal monofréquence. La résolution fréquentielle sera donc deux fois moindre, mais toujours inversement proportionnelle à la durée du temps d'observation. On peut généraliser cette conclusion à l'observation de spectres

présentant un grand nombre d'oscillations : plus l'étoile présente de nombreux modes proches, plus le temps d'observation doit être important afin d'améliorer la résolution fréquentielle. La durée moyenne d'observation sur une nuit depuis un site unique est de 8 heures, ce qui correspond à une résolution fréquentielle de $\delta\nu = 34 \mu\text{Hz}$. Cela est clairement insuffisant dans le cas d'une structure complexe présentant de nombreuses fréquences proches, comme par exemple le Soleil, mais également KPD 1930+2752. Une première idée est alors de combiner les données de plusieurs nuits, depuis un site unique ou mieux, de plusieurs, ce qui présente l'avantage d'un temps minimal d'interruption dans les observations. Nous y reviendrons.

Venons-en maintenant alors au cas de données interrompues dans le temps, ce qui est typiquement le cas lors d'observations astérosismologiques, au vu de la conclusion précédente. Considérons le signal harmonique (3.1) de départ, observé cette fois de $t = 0$ à $t = T$ puis de $t = \tau$ à $t = T + \tau$. La transformée de Fourier est donc

$$\tilde{v}(\omega) = \int_0^T v(t)e^{i\omega t} dt + \int_\tau^{\tau+T} v(t)e^{i\omega t} dt \quad (3.9)$$

ce qui, après calculs, donne

$$\tilde{v}(\omega) = Ta_0 e^{i[1/2(\tau+T)(\omega-\omega_0)+\delta_0]} \cos\left[\frac{\tau}{2}(\omega-\omega_0)\right] \text{sinc}\left[\frac{T}{2}(\omega-\omega_0)\right] \quad (3.10)$$

dont la densité spectrale de puissance est

$$P(\omega) = T^2 a_0^2 \cos^2\left[\frac{\tau}{2}(\omega-\omega_0)\right] \text{sinc}^2\left[\frac{T}{2}(\omega-\omega_0)\right] \quad (3.11)$$

On retrouve la densité spectrale de puissance correspondant à l'observation d'une durée T , multipliée par le facteur $\cos^2[\frac{\tau}{2}(\omega-\omega_0)]$. Cela introduit de la structure supplémentaire dans le spectre de Fourier, formée de pics de repliement, ou encore *aliases*. Cette structure d'aliases a tendance à diminuer en amplitude en combinant plusieurs séries de données, mais n'est jamais totalement éliminée.

Lorsque on a affaire non plus à un signal harmonique d'une seule fréquence mais un signal harmonique composé de beaucoup de modes très rapprochés, le signal est encore considérablement compliqué par les interférences résultantes, rendant l'interprétation encore plus ardue. L'intérêt d'organiser des campagnes d'observation multi-sites prend alors tout son sens : elles permettent de suivre les oscillations stellaires avec un minimum d'interruption, donc de combiner beaucoup de séries de données, et ce en couvrant une grande base de temps. Cela permet, comme nous l'avons vu, de réduire la structure d'aliases tout en améliorant la résolution fréquentielle. Pour l'observation du Soleil, de nombreux programmes ont été mis en place. Le plus célèbre est le réseau GONG (Global Oscillation Network Group), comprenant six stations d'observation identiques réparties intelligemment sur la surface terrestre. Le réseau WET (Whole Earth Telescope) suit le même principe, pour l'observation des oscillations stellaires à partir d'une vingtaine de télescopes répartis dans le monde. Ainsi, le système KPD 1930+2752 a été observé avec le réseau WET lors de la campagne XCov23, menée en août/septembre

2003. Enfin, la solution ultime consiste en des instruments spatiaux placés sur des orbites permettant l’observation stellaire sans interruption, tout en évitant les désagréments liés à la présence de l’atmosphère terrestre (turbulence, nuages, etc).

Mathématiquement, l’effet des interruptions dans les données peut être représenté par ce que l’on appelle la *fonction fenêtre* $w(t)$ (window function), définie simplement comme valant 1 ($w(t) = 1$) durant les périodes avec données et 0 durant les gaps. Le signal observé peut donc s’écrire

$$v(t) = w(t)v_0(t) \quad (3.12)$$

où $v_0(t)$ est un signal fictif représentant des données ininterrompues. Suivant le théorème de convolution de l’analyse fréquentielle, la transformée de Fourier de $v(t)$ est la convolution des transformées de $v_0(t)$ et $w(t)$:

$$\tilde{v}(\omega) = (\tilde{w} * \tilde{v}_0)(\omega) = \int \tilde{w}(\omega - \omega')\tilde{v}_0(\omega')d\omega' \quad (3.13)$$

où $*$ désigne l’opérateur de convolution et $\tilde{w}(\omega)$ est la transformée de la fonction fenêtre, centrée à la fréquence 0. La transformée de la fonction fenêtre de la campagne XCov23 est donnée à la figure 3.1. La densité spectrale de puissance de la fonction fenêtre est notée $P_w(\omega) = |\tilde{w}(\omega)|^2$. La densité spectrale de puissance observée $P(\omega) = |\tilde{v}(\omega)|^2$ consiste alors en des copies de $P_w(\omega)$, centrées sur les ”vraies” fréquences.

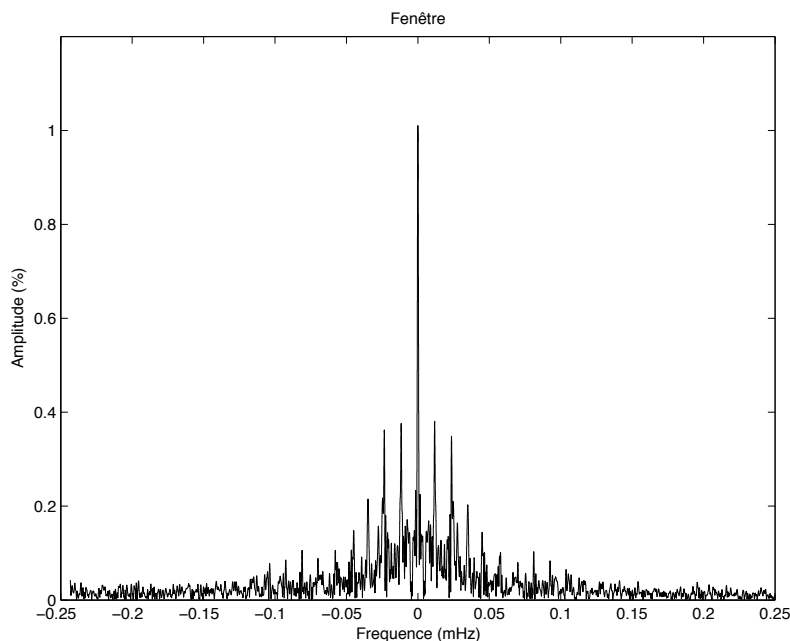


FIG. 3.1 – TF de la fonction fenêtre de la campagne XCov23

3.2 Analyse de Fourier de la campagne XCov23

La figure 3.2, obtenue avec le programme BERTHE, montre le module de la transformée de Fourier de la courbe de lumière totale de la campagne XCov23. Il est à noter que BERTHE affiche directement le module de la transformée de Fourier $|\tilde{v}(\omega)|$, et non pas la densité spectrale de puissance $P(\omega) = |\tilde{v}(\omega)|^2$. Cela est bien sûr formellement équivalent.

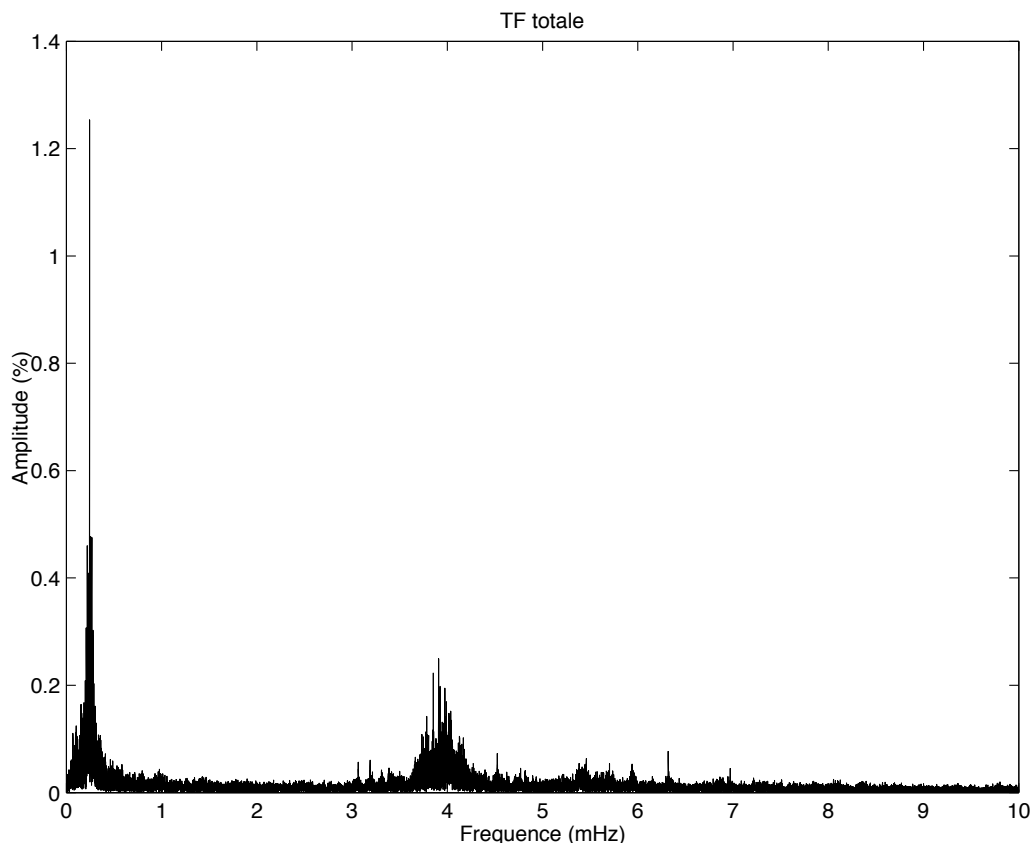


FIG. 3.2 – Module de la TF totale $|\tilde{v}(\omega)|$

Nous pouvons directement voir le pic dominant, aux alentours de 0.243 mHz (~ 4108 s), correspondant à la variation ellipsoïdale de la courbe de lumière. D'autre part, l'activité photométrique est nettement concentrée dans l'intervalle 3 - 7 mHz, l'essentiel des modes étant situés dans l'intervalle 3.5 - 4.5 mHz. Au-delà de 8 mHz, le spectre de Fourier est plat et entièrement constitué de bruit. Une estimation du niveau de bruit total de la campagne peut donc être donnée par le niveau de bruit au-delà de 8 mHz. Ici, il est de 0.00535 %.

Le programme BERTHE permet alors l'identification des périodes une à une, en sélectionnant les pics individuellement. Il construit la transformée de Fourier synthétique à partir des

fréquences sélectionnées et calcule le résidu. Ce résidu est la transformée de Fourier de $R(t)$, défini par

$$R(t) = I(t) - \sum a_i \cos [2\pi\nu_i(t - \varphi)] \quad (3.14)$$

où $I(t)$ est la courbe de lumière originale et où la sommation porte sur les fréquences ν_i sélectionnées. Ce résidu permet l'identification de nouveaux modes, et ainsi de suite. Finalement, 130 périodes ont été trouvées. Le tableau 3.1 à la page suivante présente les périodes, amplitudes et phases des 45 principaux pics, avec les erreurs associées. Le tableau complet des 130 périodes se trouve à l'annexe B. Le critère d'arrêt de recherche de modes porte sur l'amplitude : on ne considère que les modes dont l'amplitude est supérieure à 3.7 fois le niveau de bruit, soit 0.020 %.

La moitié supérieure de la figure 3.3 montre le spectre de Fourier original de la courbe de lumière totale de KPD 1930+2752, dans l'intervalle 2.5 - 8 mHz. La moitié inférieure est la transformée de Fourier synthétique, construite à partir des 130 modes sélectionnés. Enfin, la courbe du dessous, décalée de 0.3 % vers le bas, est la différence point-à-point entre la TF originale et la TF synthétique.

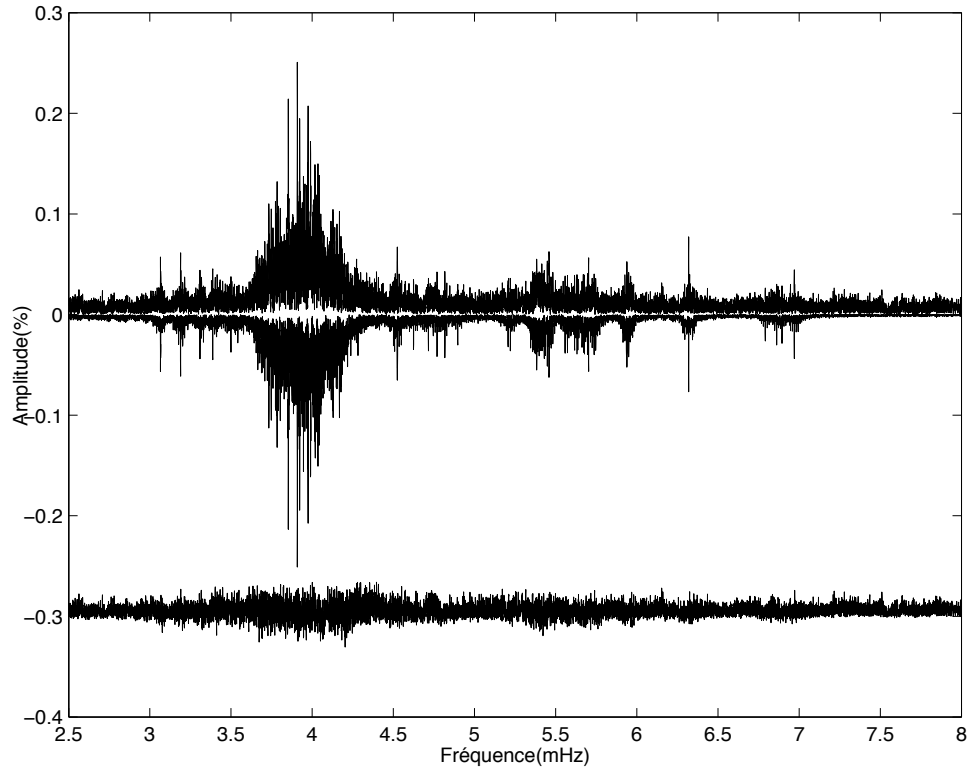


FIG. 3.3 – Résidu final, 2.5 - 8 mHz

Fréquence (μHz)	Période(s)	Amplitude(%)	Erreur(%)	Phase(s)	Erreur(s)
6970.418	143.464 s	4.571637E-02	4.526271E-03	7.673551	2.260654
6319.292	158.246 s	7.668191E-02	4.526784E-03	135.682152	1.486581
5939.101	168.376 s	5.471997E-02	4.526577E-03	60.821804	2.217431
5702.990	175.347 s	5.546980E-02	4.526909E-03	69.131509	2.277867
4817.337	207.584 s	4.184173E-02	4.530359E-03	19.746170	3.575909
4769.416	209.669 s	4.845869E-02	4.529987E-03	20.688338	3.118906
4524.467	221.021 s	7.170138E-02	4.529325E-03	185.118088	2.221662
4167.904	239.929 s	1.005963E-01	4.554380E-03	174.095714	1.728697
4127.793	242.260 s	9.860474E-02	4.775432E-03	72.455713	1.866962
4043.356	247.319 s	1.165058E-01	4.741328E-03	10.602542	1.602100
4035.324	247.812 s	1.648678E-01	4.752532E-03	48.394249	1.137368
4027.051	248.321 s	9.003297E-02	4.763807E-03	67.589435	2.090433
4025.906	248.391 s	1.246343E-01	4.811653E-03	93.780041	1.526515
4024.400	248.484 s	9.002069E-02	4.879350E-03	200.424297	2.144557
4019.047	248.815 s	1.414581E-01	4.770519E-03	71.852885	1.335969
4005.620	249.649 s	7.644723E-02	4.682357E-03	201.086072	2.433117
3990.143	250.618 s	1.560023E-01	4.691013E-03	121.658614	1.199391
3974.626	251.596 s	2.224979E-01	4.639508E-03	230.993636	0.835159
3952.922	252.977 s	8.330056E-02	4.697305E-03	58.457618	2.270010
3939.041	253.869 s	9.275599E-02	4.756219E-03	49.273349	2.071265
3924.331	254.820 s	7.923465E-02	4.818616E-03	95.112050	2.465993
3923.022	254.906 s	2.089061E-01	4.786801E-03	155.883930	0.929400
3920.068	255.098 s	1.385371E-01	5.306781E-03	61.930962	1.554958
3918.551	255.196 s	9.924875E-02	5.254812E-03	129.594667	2.150471
3917.103	255.291 s	1.236216E-01	4.956641E-03	233.665712	1.628873
3908.538	255.850 s	2.860452E-01	5.151138E-03	196.966029	0.733544
3885.881	257.342 s	1.309502E-01	4.773757E-03	96.867436	1.492924
3856.734	259.287 s	1.194637E-01	4.713138E-03	106.634160	1.628674
3855.140	259.394 s	9.425041E-02	4.750132E-03	171.307850	2.080911
3852.890	259.545 s	2.299503E-01	4.617891E-03	218.793058	0.829548
3783.843	264.282 s	1.337360E-01	4.787820E-03	128.092825	1.506037
3782.523	264.374 s	9.919294E-02	5.012263E-03	61.479670	2.125229
3780.851	264.491 s	9.233929E-02	4.754581E-03	142.372780	2.167888
3757.851	266.110 s	8.778924E-02	4.878443E-03	203.721558	2.353108
3747.892	266.817 s	8.355293E-02	4.775159E-03	141.738204	2.428121
3733.140	267.871 s	9.253563E-02	4.738266E-03	153.769670	2.183448
3731.257	268.006 s	7.115774E-02	4.673941E-03	233.102517	2.802718
3687.759	271.167 s	6.551157E-02	4.654388E-03	233.853506	3.067350
3665.198	272.837 s	6.202381E-02	4.638657E-03	207.484563	3.248977
3189.073	313.571 s	6.061982E-02	4.528079E-03	218.890207	3.728588
3065.274	326.235 s	5.494049E-02	4.529543E-03	37.586669	4.278089
243.428	4107.991 s	1.270631E+00	4.517348E-03	2381.315814	2.333670

TAB. 3.1 – Les 45 principales périodes

La figure suivante 3.4 est similaire à la figure 3.3, mais dans l'intervalle de fréquence 0 - 0.5 mHz. De même, la différence point-à-point a été décalée vers le bas de 1.5 %.

Nous pouvons voir qu'il ne reste pas de structures de pics évidentes, l'essentiel paraissant constitué de bruit. En théorie, si nous avions enlevé parfaitement tous les modes existant, il ne resterait que du bruit. Néanmoins, le niveau de bruit du résidu entre 2.5 et 8 mHz est de 0.008 %, ce qui est plus élevé que le niveau de bruit nominal. Il est donc possible que quelques modes restent à détecter, mais il faut être prudent. Vu la densité de pics dans l'intervalle 3.5 - 4.5 mHz, il est également possible d'y avoir un niveau de bruit sensiblement plus élevé.

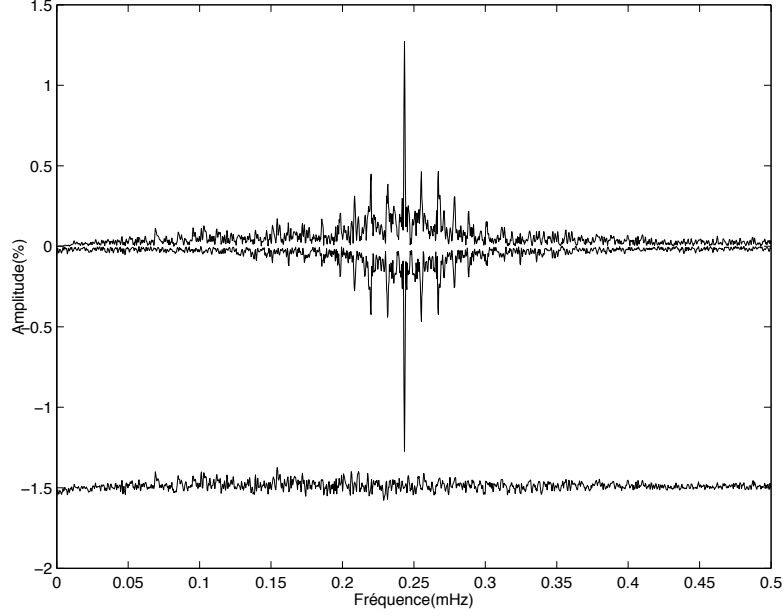


FIG. 3.4 – Résidu final, 0 - 0.5 mHz

3.3 Courbe de lumière de la variation ellipsoïdale

Le programme VIEWLC permet également de construire la courbe à haut S/N de la variation ellipsoïdale. Celle-ci est présentée à la figure 3.5, sur deux cycles de révolution. Nous pouvons y voir les effets liés à la déformation de l'étoile sdB, à la fois par la rotation rapide et par les forces de marée, toutes deux causées par la présence de la naine blanche.

Tout d'abord, deux minima et deux maxima sont présents par cycle de révolution. Les maxima correspondent à un accroissement du flux reçu lorsque l'étoile, déformée, nous présente sa plus grande surface apparente. Cela correspond à un angle entre la ligne de visée et la direction naine blanche - étoile sdB de 90° . A contrario, les minima apparaissent lorsque cet angle est de 0 ou 180° .

Nous pouvons constater la présence de deux minima d'amplitude inégale, l'un étant légèrement plus profond que l'autre. Cela s'explique par le fait que le côté de l'étoile faisant face à la naine blanche est sensiblement plus affecté par cette présence que le côté opposé. On peut montrer que cela entraîne, par un effet de *gravity darkening*, un côté légèrement plus froid et donc plus sombre. D'où un minimum légèrement plus profond lorsque ce côté passe dans la ligne de visée.

D'autre part, nous pouvons voir que les maxima sont également asymétriques. Ceci est causé par le *Doppler boosting*, un effet d'aberration relativiste qui fait qu'un objet en mouvement,

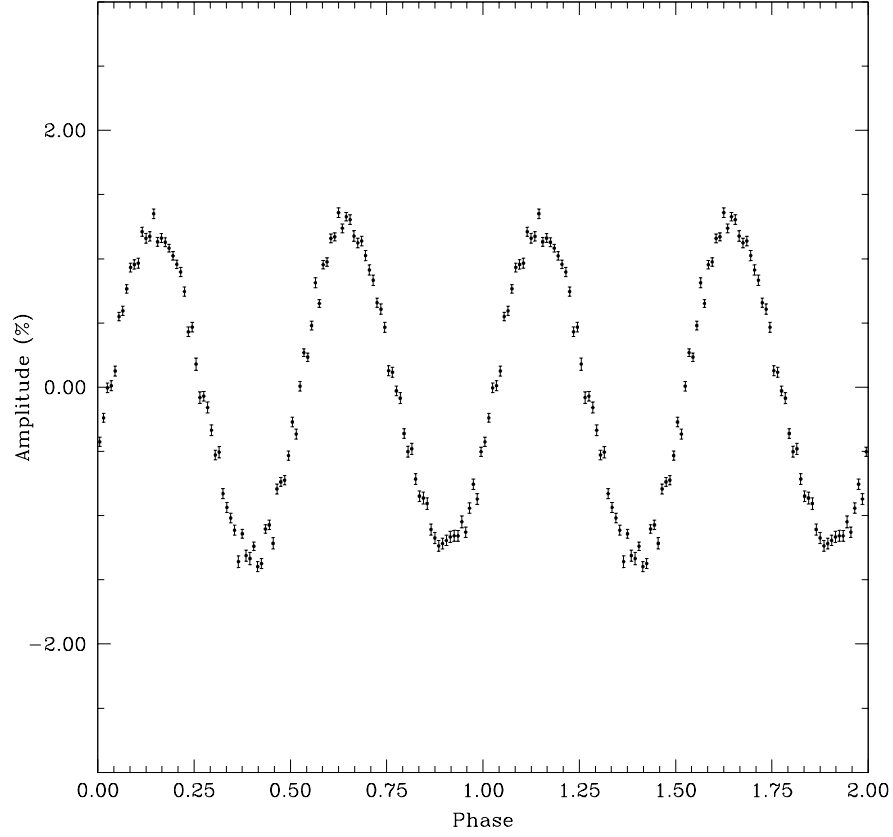


FIG. 3.5 – Variation ellipsoïdale

émettant de manière isotropique dans son référentiel propre, sera vu dans le référentiel de l'observateur comme un objet émettant anisotropiquement, avec davantage de flux dans la direction du mouvement. Cet effet n'est pas négligeable dans le cas de KPD 1930+2752, compte tenu de la vitesse orbitale estimée à $\sim 350 \text{ km s}^{-1}$. Lorsque l'étoile sdB sur son orbite vient dans notre direction, le flux est amplifié, d'où un maximum plus important. Au contraire, lorsqu'elle s'éloigne de nous, le flux diminue, provoquant l'asymétrie des maxima.

Enfin, on pourrait distinguer la signature du transit de la naine blanche devant l'étoile sdB, au niveau du minimum entre la phase 0.25 et 0.50. Un léger décrochement, typique d'un transit, est visible dans cette zone. Cela reste toutefois une détection trop marginale pour constituer une mise en évidence sans ambiguïté d'un tel transit.

Chapitre 4

Interprétation des données

Ce chapitre présente la dernière partie du stage, consistant en une interprétation astrophysique préliminaire des résultats obtenus. L'objectif de cette modélisation élémentaire est de comprendre le lien entre les paramètres de l'étoile et les pulsations résultantes, sans chercher à reproduire exactement toutes les fréquences observées. Nous verrons que cela n'est d'ailleurs pas possible avec les outils disponibles. Une première section reprend les principes de base de l'astérosismologie, sans développer les équations comme cela est effectué dans les cours du DEA. L'accent est mis sur la relation entre les propriétés générales de l'étoile et les modes de pulsations qui en découlent. La deuxième section traite de l'interprétation des données de la campagne XCov23 du réseau WET. Une modélisation de la structure interne et des caractéristiques de l'étoile principale de KPD 1930+2752 a été réalisée, permettant une comparaison élémentaire entre les fréquences théoriques et observées.

4.1 Base théorique de l'astérosismologie

4.1.1 Démarche

L'astérosismologie repose sur les quatre équations de structure interne des étoiles, issues de la mécanique des fluides : l'équation de continuité, l'équation de quantité de mouvement, l'équation d'énergie et l'équation de Poisson du potentiel gravitationnel. Ces quatre équations sont complétées par les équations constitutives, i.e. les équations d'état. Des conditions aux limites, généralement à la surface et au centre de l'étoile, sont également spécifiées.

En l'état, ces équations différentielles non-linéaires sont trop complexes à résoudre, même numériquement et avec les ordinateurs les plus puissants. La simplification consiste alors à traiter les oscillations comme de petites perturbations autour d'une position d'équilibre, correspondant à l'équilibre hydrostatique de l'étoile. On obtient alors un système d'équations linéaires pour les perturbations. Pour résoudre ces équations, diverses hypothèses sont généralement effectuées. La plus courante consiste à éliminer toute considération thermique, en négligeant le terme de la chaleur dans l'équation de l'énergie. On obtient alors les équations *adiabatiques* d'oscillations des étoiles. On peut faire de plus d'autres approximations valables,

telles que l'approximation de Cowling, qui consiste à ignorer les variations du potentiel gravitationnel. D'autre part, nous avons supposé jusqu'ici une étoile sans rotation, présentant une symétrie sphérique. Cette hypothèse de symétrie sphérique peut rester valable pour une étoile en rotation lente, c'est-à-dire de période beaucoup plus longue que les périodes de pulsation de l'étoile. Sinon, la rotation de l'étoile intervient dans l'équation du mouvement par deux termes supplémentaires, la force centrifuge et la force de Coriolis.

On procède ensuite à une séparation des variables selon le temps et l'espace, puis suivant les composantes angulaires et radiales, d'après

$$\xi_r(r, \theta, \phi, t) = \xi_r(r) Y_l^m(\theta, \phi) \exp(-i\omega t) \quad (4.1)$$

où ξ_r représente ici la composante radiale du déplacement $\delta \mathbf{r}$ par rapport à l'équilibre hydrostatique, mais une telle décomposition est valable pour toutes les variables (variations de pression p' , de masse volumique ρ' , etc). $Y_l^m(\theta, \phi)$ est une harmonique sphérique, dont nous reparlerons. ω est la fréquence d'oscillation de la perturbation.

Ces équations linéaires (adiabatiques ou non) des oscillations pour les perturbations, complétées par les conditions aux limites, constituent un problème aux valeurs propres, n'admettant des solutions que pour des valeurs spécifiques de fréquence ω . Chaque valeur propre ω correspond à un mode d'oscillation de l'étoile. Les fonctions propres sont quant à elles les variations des perturbations de pression, de masse volumique, etc. selon le rayon r à travers l'étoile. Les fréquences des oscillations sont ainsi dépendantes de la structure interne de l'étoile, elle-même déterminant les propriétés générales macroscopiques : masse, rayon, température, gravité de surface, etc. L'une des difficultés de la modélisation de la structure interne consiste à ajuster ces paramètres afin de faire correspondre les fréquences théoriques, calculées à partir d'une structure donnée, avec les fréquences observées sur une étoile donnée.

4.1.2 Propriétés des modes d'oscillation

De manière générale, un mode d'oscillation est caractérisé par trois nombres : l'ordre radial n , le degré l et l'ordre azimutal m . Les pulsations des étoiles parfaitement sphériques ne dépendent que de n et de l . Tout écart à la symétrie sphérique, par exemple la rotation, entraîne une levée de cette dégénérescence, et les fréquences des modes dépendent alors de m également. Dès lors, il est d'usage d'exprimer les fréquences ω_{nlm} des pulsations stellaires en les exprimant selon deux nombres, le *multiplet frequency* ω_{nl} , correspondant à la structure à symétrie sphérique de l'étoile, et le *frequency splitting* $\delta\omega_{nlm} = \omega_{nlm} - \omega_{nl}$, non nul seulement dans le cas d'une étoile ne présentant pas de symétrie sphérique, comme c'est le cas des étoiles en rotation. On a alors, au premier ordre et pour une rotation solide, i.e. non-différentielle,

$$\omega_{nlm} = \omega_{nl} + m(1 - C_{nl}) \Omega_{rotation} \quad (4.2)$$

où $\Omega_{rotation}$ est la fréquence angulaire de rotation de l'étoile et C_{nl} le coefficient de rotation solide, sans dimension. Pour les modes p, $C_{nl} \ll 1$ et est calculé à partir des fonctions propres déterminées par les équations adiabatiques du modèle à symétrie sphérique. Ainsi, la rotation

entraîne une multiplication des modes non-radiaux : chaque mode de degré l est séparé en $2l + 1$ modes. Par exemple, pour $l = 1$, on va avoir, pour un ordre donné, trois pics distincts. La formule (4.2) suggère également une régularité dans les écartements entre fréquences de modes de même (n, l) mais d'ordre azimutal m différent. On obtient ainsi, d'après l'équation (4.2) en négligeant C_{nl} , un espacement en fréquence de

$$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = \omega_{nlm} - \omega_{nl} \simeq m \Omega_{rotation} \quad (4.3)$$

Mathématiquement, les oscillations (de faible amplitudes) d'un objet sphérique peuvent être décrites en termes d'harmoniques sphériques $Y_l^m(\theta, \phi)$, où θ est la colatitute (i.e. la distance angulaire de l'axe des pôles) et ϕ la longitude :

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^m c_{lm} P_l^m(\cos \theta) \exp(i m \phi) \quad (4.4)$$

où P_l^m est une fonction de Legendre et c_{lm} une constante de normalisation, exprimée par

$$c_{lm}^2 = \frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \quad (4.5)$$

et telle que l'intégrale de $|Y_l^m|^2$ sur une sphère-unité est 1. L'ordre n est le nombre de noeuds (i.e. de zéros) selon le rayon de l'étoile, le degré l mesure le nombre de lignes nodales à la surface de l'étoile, et enfin l'ordre azimutal m mesure le nombre de noeuds le long de l'équateur. Quelques harmoniques sphériques, respectivement pour $l = 6$ et $m = 0$, $l = 6$ et $m = 3$, et $l = 6$ et $m = 6$, sont représentées à la figure 4.1. Les régions en vert s'éloignent de nous, tandis que les régions en jaune s'en rapprochent. Les lignes noires sont donc les lignes nodales.

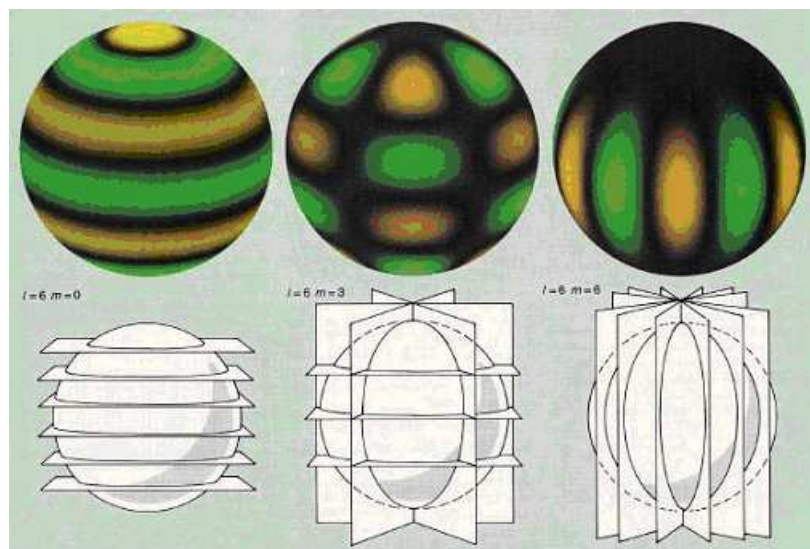


FIG. 4.1 – Quelques harmoniques sphériques

Enfin, on peut montrer que, pour un mode d'oscillation donné, il peut exister plusieurs régions de l'étoile où ce mode oscille, séparé par des régions où ce mode est exponentiellement amorti. Généralement, une de ces régions (où le mode existe) est dominante, et on dit alors que le mode est *piégé* dans cette région. La frontière de cette région, à $r = r_t$, est appelée le *point tournant* (*turning point*). Les modes p sont ainsi localisés entre la surface de l'étoile et le point tournant $r = r_t$ déterminé par

$$\frac{c^2(r_t)}{r_t^2} = \frac{\omega^2}{l(l+1)} \quad (4.6)$$

où $c(r_t)$ est la vitesse du son (i.e. de propagation des ondes acoustiques) à $r = r_t$. La position de la frontière r_t est donc fonction du degré l et de la fréquence ω du mode. La propagation des modes p à l'intérieur de l'étoile est illustrée à la figure 4.2, pour deux valeurs de l , $l = 30$ et $l = 100$. Nous remarquons le comportement en fonction du degré l : les modes à grandes

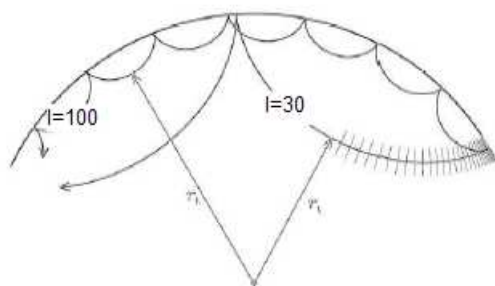


FIG. 4.2 – Propagation des modes p

valeurs de l sont confinés près de la surface de l'étoile, tandis que les modes de bas degrés se propagent plus profondément.

4.2 Modélisation et interprétation des données

Une première détermination des caractéristiques de KPD 1930+2752 a été effectuée par M. Billères et al. [3], à partir d'observations spectroscopiques menées en 1995 au Steward Observatory (station du Kitt Peak), sur les raies de Balmer de l'hydrogène et sur les raies de l'hélium neutre. Le meilleur ajustement au sens des moindres carrés avait permis de déterminer une température effective de $T_{eff} = 33\,280\text{ K} \pm 280\text{ K}$ et une gravité de surface, exprimée en $\log g$, de 5.61 ± 0.06 . En utilisant un modèle différent d'atmosphère stellaire (modèle de P. Bergeron, 1995), les mêmes données ont conduit à des paramètres légèrement différents : $T_{eff} = 33\,800\text{ K} \pm 200\text{ K}$; $\log g = 5.51 \pm 0.06$.

Dans le cadre de ce travail, une interprétation préliminaire des résultats obtenus sur le système KPD 1930+2752 a pu être réalisée. Tout d'abord, un programme de modélisation de la structure interne des étoiles sdB a été utilisé, à partir de paramètres macroscopiques tels que

la masse et la température de surface de l'étoile. Cette modélisation a ensuite été utilisée par deux programmes de détermination des fréquences des pulsations, l'un reposant sur les équations d'oscillations adiabatiques et l'autre relâchant cette approximation, effectuant un calcul complet non-adiabatique. Les modes jusqu'à $l = 3$ ont été considérés dans le calcul.

Le premier programme, *model 9-9.9.0* (réalisé par Pierre Brassard, 2004), est un programme de modélisation statique de la structure interne de l'étoile. Schématiquement, la structure interne d'une étoile sdB est la suivante (tableau 4.1), où $\log q$ est la profondeur en fraction de masse, définie par

$$\log q(r) = \log \left[1 - \frac{M(r)}{M_{tot}} \right] \quad (4.7)$$

avec M_{tot} la masse totale de l'étoile et $M(r)$ la masse contenue à l'intérieur de la sphère de rayon r . On a donc $\log q = -\infty$ à la surface de l'étoile et $\log q = 0$ au centre.

	Composition	$\log q$
Surface		$\log q = -\infty$
	Enveloppe essentiellement H	
Transition H/He		$\log q = D(H)$
	Manteau radiatif He pur	
Tr. He/C-O		$\log q = D(He)$
	Noyau convectif He, C, O	
Centre		$\log q = 0$

TAB. 4.1 – Structure d'une étoile sdB

Les cinq paramètres d'entrée du programme *model9-9.9.0* sont la température de surface T_{eff} , en K, la gravité de surface, exprimée en $\log g$, la masse de l'étoile, en masse solaire M_{\odot} , et enfin les deux paramètres $D(H)$ et $D(He)$. Le paramètre $D(H)$ indique la profondeur de la transition entre l'enveloppe résiduelle, essentiellement constituée d'hydrogène, et le manteau d'hélium. De même, le paramètre $D(He)$ indique l'endroit de la transition entre le manteau radiatif et le noyau de l'étoile. Le programme *model9-9.9.0* calcule ensuite, à partir de ces cinq paramètres, les grandeurs physiques de la structure interne de l'étoile (composition, pression, température, etc), en fonction de la profondeur.

Cette modélisation est utilisée par le programme *pulse2-1.12.4* (Pierre Brassard, 2000), déterminant les fréquences d'oscillations adiabatiques de l'étoile à partir de la structure calculée. Il donne également l'ordre et le degré des fréquences calculées, ainsi que le coefficient de rotation solide C_{nl} (cf équation 4.2). Le programme *cpulse2-2.5.4* (Pierre Brassard, 2000) relâche ensuite l'approximation adiabatique et calcule, en prenant comme point de départ les fréquences déterminées par *pulse2-1.12.4*, les fréquences satisfaisant aux équations non-

adiabatiques. L’hypothèse adiabatique est vérifiée dans la plus grande partie de l’étoile, pour n’être mise en défaut que dans les couches les plus externes. Or, comme nous l’avons vu à la section précédente, les modes de haut degré l se propagent dans ces couches externes, tandis que les modes de bas degrés l , comme ceux observés dans les étoiles sdB pulsantes, pénètrent plus profondément. Les fréquences déterminées adiabatiquement et non-adiabatiquement ne vont donc différer notablement que pour les modes de haut degrés l .

La principale limitation de ces programmes est de considérer des étoiles parfaitement sphériques, sans rotation, impliquant des fréquences dépendantes de n et de l seulement. Or, KPD 1930+2752 est un système fortement lié par les forces de marée s’exerçant entre les deux compagnons. L’étoile principale devrait être en rotation relativement rapide, de période identique à la période de révolution de la naine blanche, car les forces de marée sont vraisemblablement suffisamment importantes pour assurer une rotation synchrone. Cette rotation rapide multiplierait ainsi les modes non-radiaux, séparant chaque mode l en $2l + 1$ modes. Il faut par conséquent s’attendre à ce que notre modélisation effectuée avec ces programmes ne reproduisent pas la totalité des fréquences observées.

Finalement, deux modèles légèrement différents, reproduisant de façon satisfaisante quelques fréquences observées, ont été retenus :

	T_{eff} (K)	$\log g$	Masse(M_{\odot})	D(H)	D(He)
Modèle 1	33 280	5.51	0.48	-3.25	0
Modèle 2	32 850	5.51	0.48	-3.2	0

TAB. 4.2 – Deux modèles pour KPD 1930+2752

Les paramètres T_{eff} et $\log g$ trouvés sont analogues aux résultats de M. Billères et al. [3], se rapprochant du modèle utilisant le code d’atmosphère stellaire de P. Bergeron. Le paramètre D(H), déterminant par suite la masse de l’enveloppe d’hydrogène, est un paramètre essentiel pour la structure et l’évolution des étoiles sdB. Notre modélisation le chiffre à ~ -3.25 dans le cas de KPD 1930+2752, ce qui équivaut à une masse de l’enveloppe d’hydrogène égale à $\sim 0.0186 M_{\odot}$. Pour notre modélisation, la masse de l’étoile a toujours été supposée égale à $0.48 M_{\odot}$, qui est la masse canonique des étoiles sdB. De même, le paramètre D(He) est initialisé à 0, c’est-à-dire en confondant la transition manteau/coeur avec le centre de l’étoile. En effet, les modes p se propageant dans les couches externes de l’étoile, il n’est pas nécessaire de modéliser précisément le coeur de l’étoile dans le cadre de notre étude.

Le tableau 4.3 présente les périodes calculées, dans le cas des deux modèles (colonnes 1 et 2), et en comparaison avec les périodes observées (colonne 3). L’ordre n et le degré l des modes est également indiqué, ainsi que la limite inférieure d’instabilité des modes p, correspondant à l’apparition de pulsations observables. Une première constatation est le fait que le programme ne calcule qu’une vingtaine de fréquences, alors que les observations avaient

$P_{th,1}$ (s)	$P_{th,2}$ (s)	P_{obs} (s)	$\Delta(P_{obs} - P_{th}),1$ (s)	$\Delta(P_{obs} - P_{th}),2$ (s)	Degré l	Ordre n
127.493	127.527	<i>mode stable</i>	<i>i.e. inobservable</i>	<i>d'après les modèles</i>	0	6
143.683	143.286	143.464	0.219	0.178	0	5
155.572	155.196	158.230	2.658	3.084	0	4
178.194	178.362	178.038	0.156	0.324	0	3
209.382	209.487	209.669	0.287	0.182	0	2
259.292	259.417	259.545	0.253	0.128	0	1
313.792	313.466	313.575	0.217	0.109	0	0
125.913	125.862	<i>mode stable</i>	<i>i.e. inobservable</i>	<i>d'après les modèles</i>	1	6
138.998	138.537	-	-	-	1	5
152.912	152.773	-	-	-	1	4
177.209	177.399	177.408	0.199	0.009	1	3
208.618	208.694	-	-	-	1	2
258.020	258.116	257.347	0.673	0.769	1	1
313.049	309.633	312.266	0.783	2.633	1	0
131.223	131.922	<i>mode stable</i>	<i>i.e. inobservable</i>	<i>d'après les modèles</i>	2	7
149.560	149.638	147.242	2.318	2.396	2	6
173.192	173.479	174.009	0.817	0.530	2	5
187.348	187.847	187.059	0.289	0.788	2	4
208.190	208.279	207.584	0.606	0.695	2	3
255.886	255.924	255.852	0.034	0.072	2	2
308.366	307.985	-	-	-	2	1
333.043	338.327	-	-	-	2	0
127.834	127.916	<i>Mode stable</i>	<i>i.e. inobservable</i>	<i>d'après les modèles</i>	3	7
146.327	146.368	145.739	0.588	0.629	3	6
163.602	163.423	-	-	-	3	5
178.120	178.172	178.038	0.082	0.134	3	4
206.124	206.101	207.584	1.460	1.885	3	3
250.838	251.003	250.967	0.129	0.036	3	2
262.212	265.854	262.530	0.318	0.013	3	1
302.833	302.308	302.239	0.594	0.069	3	0

TAB. 4.3 – Comparaison avec les périodes observées

permis d'en déterminer 130. Ceci est certainement la preuve que les modes sont démultipliés dans KPD 1930+2752, dû à sa rotation rapide, ce que les modèles ne permettent pas de prendre en compte. Un rapide calcul permet de déterminer que 108 modes pourraient être dénombrés si chaque mode de degré l calculé jusqu'à $l = 3$ était divisé en $2l + 1$ modes. Il est donc possible que quelques modes de degré $l = 4$ aient été détectés dans l'étoile sdB. D'autre part, l'accord est plutôt satisfaisant. L'intervalle de fréquence, entre 143 et 330 s, est assez bien respecté. Nous retrouvons également avec une précision étonnante quelques-uns des principaux modes, dont les deux modes dominants à ~ 255.8 s et ~ 259.5 s. Cependant, cette modélisation ne doit pas être prise pour argent comptant. Plusieurs fréquences calculées ne trouvent pas d'équivalent dans les fréquences observées. D'autre part, les paramètres ont été ajustés par essais et erreurs, sans chercher à optimiser la différence entre les fréquences

calculées et celles observées (approximation au sens des moindres carrés par exemple). Une détermination plus précise, en particulier de la température de surface et de la masse totale de l'étoile, pourrait être réalisée en systématisant la recherche du meilleur ajustement.

Enfin, l'application de la formule (4.3) dans le cas de l'étoile sdB, prévoyant des espacements réguliers en fréquence entre modes d'ordre azimutal m différents, constitue également un indice en faveur de sa rotation rapide. La période de rotation serait de ~ 8216 s, soit $\Omega_{rotation} = 7.6475 \cdot 10^{-2} \text{ rad s}^{-1}$. La formule (4.3) donne alors, pour $\Delta m = 1$, $\Delta \nu = 121.7 \text{ } \mu\text{Hz}$; pour $\Delta m = 2$, $\Delta \nu = 243.4 \text{ } \mu\text{Hz}$; pour $\Delta m = 3$, $\Delta \nu = 365.1 \text{ } \mu\text{Hz}$, et ainsi de suite. La figure 4.3 montre l'autocorrélation du spectre fréquentiel du système KPD 1930+2752, déterminée à partir de l'analyse de Fourier. Celle-ci fait ressortir d'éventuels espacements réguliers en fréquence entre les différents modes de l'étoile sdB. Nous pouvons constater une structure particulièrement claire correspondant au cas $\Delta \nu = 243.4 \text{ } \mu\text{Hz}$. Les autres structures attendues sont moins évidentes, visibles mais de moindre amplitude. Les autres régularités apparaissant dans le spectre ne sont pas, en théorie, liées directement à la rotation. Rappelons que la formule (4.3) est valable au premier ordre, en négligeant C_{nl} et pour une étoile en rotation uniforme. Le cas de l'étoile sdB de KPD 1930+2752 est certainement plus complexe, déformée à la fois par la rotation rapide mais aussi par les forces de marée, toutes deux causées par la présence de la naine blanche. Cette équation n'est donc pas suffisamment précise pour expliquer complètement l'autocorrélation du spectre observée.

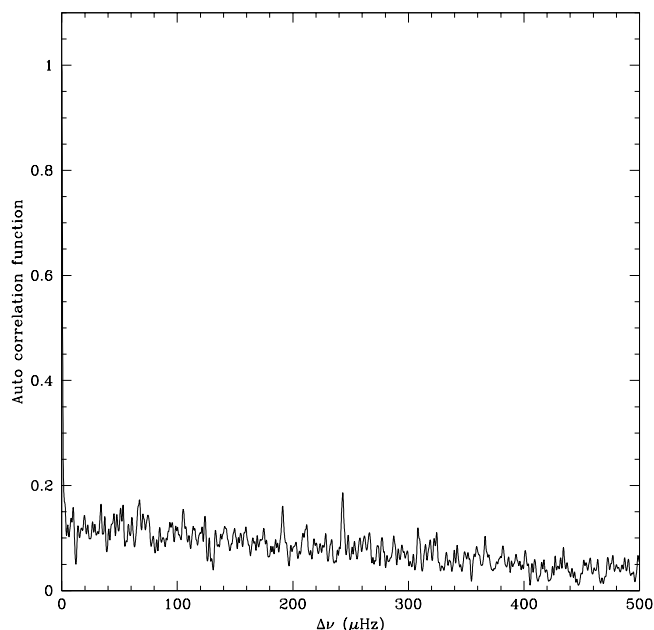


FIG. 4.3 – Autocorrélation du spectre

Conclusion et perspectives

L'objectif de ce travail consistait à dépouiller et à analyser un ensemble de données astérosismologiques, issues de la campagne XCov23 du réseau WET concernant le système binaire serré KPD 1930+2752. Après une présentation du sujet dans son ensemble permettant de le situer dans un contexte scientifique, le premier chapitre a été consacré à une synthèse bibliographique sur le système, intéressant tant du point de vue de l'astérosismologie que de la cosmologie. Dans le deuxième chapitre, nous avons abordé les aspects de réduction des données de la campagne, afin d'en diminuer le bruit et d'éliminer certains effets gênants. Les courbes de lumière réduites des différents sites ont ensuite été réunies pour construire la courbe de lumière globale de la campagne. Le troisième chapitre a été consacré à l'analyse fréquentielle. Une première section, théorique, concernait l'analyse de Fourier à partir de données incomplètes et non-uniformément réparties dans le temps. Cette théorie a ensuite été appliquée afin d'extraire correctement les fréquences caractéristiques de la courbe de lumière du système KPD 1930+2752. Une de ces fréquences, très différente des autres, est en réalité la signature de la variation ellipsoïdale, due à la présence du compagnon massif. Finalement, 130 fréquences correspondant à des modes d'oscillation de l'étoile sdB ont été déterminées. Enfin, le dernier chapitre a été dédié à une analyse préliminaire des résultats obtenus. La principale limitation de la modélisation effectuée a été l'impossibilité de prendre en compte la rotation de l'étoile, les modèles actuels se limitant aux étoiles à symétrie sphérique.

Dans ce contexte, une amélioration significative consistera à mettre au point des programmes prenant en compte la non-sphéricité de l'étoile, entraînant la séparation de chaque mode l en $2l + 1$ modes. L'ajustement des fréquences calculées à partir de ces modèles avec les fréquences observées permettra de déterminer précisément la structure interne, les effets liés à la rotation et les propriétés physiques de la composante principale du système et des étoiles sdB en général, en particulier concernant la masse de l'enveloppe superficielle d'hydrogène.

Enfin, l'observation depuis l'espace constitue l'étape ultime, permettant une détermination des modes en fréquence et en amplitude sans équivoque. La mission MOST (Microvariability and Oscillations of STars), premier microsatellite scientifique canadien lancé en juin 2003, effectue actuellement des observations photométriques d'étoiles sur une longue durée. Le satellite COROT du CNES, dont la mission en astérosismologie est principalement la détection de modes dans des étoiles de type solaire, sera lancé en 2006. Les résultats permettront sans doute de franchir une étape supplémentaire dans la compréhension de la physique stellaire.

Bibliographie

Ouvrages de référence

- [1] J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, *Lecture Notes on Stellar Oscillations*, Fifth Edition, May 2003.
- [2] M. FORESTINI, *Principes fondamentaux de structure stellaire*, Août 1999.

Articles

- [3] M. BILLÈRES, G. FONTAINE, P. BRASSARD, S. CHARPINET, J. LIEBERT, *Detection of p-mode pulsations and possible ellipsoïdal luminosity variations in the hot subdwarf B star KPD 1930+2752*, Février 2000, ApJ 530, 441-453.
- [4] S. CHARPINET, *The pulsations in subdwarf B stars*, Mars 2002, AN 323(2002) 1.
- [5] S. CHARPINET, G. FONTAINE, P. BRASSARD, *A theoretical exploration of the pulsation stability of subdwarf B stars*, Mars 2002, Publications of the Astronomical Society of the Pacific 113, 755-788.
- [6] S. CHARPINET, M.D. REED, *A target for the next XCOV23 campaign : KPD 1930+2752*, Octobre 2002, Baltic Astronomy 11, 433-437.
- [7] T.J. DEEMING, *Fourier Analysis with unequally-spaced data*, Novembre 1974, Ap&SS 36, 137-158.
- [8] E. ERGMA, A.V. FEDOROVA, L.R. YUNGELSON, *Is KPD 1930+2752 a good candidate type Ia supernova progenitor ?*, Juillet 2001, A&A 376, L9-L12.
- [9] G. FONTAINE, P. BRASSARD, S. CHARPINET, E.M. GREEN, P. CHAYER, M. BILLÈRES, S.K. RANDALL, *A driving mechanism for the newly discovered long-period pulsating subdwarf B stars*, Juillet 2001, ApJ 597, 518-534.
- [10] P.F.L. MAXTED, T.R. MARSH, R.C. NOTH, *KPD 1930+2752 : a candidate Type Ia supernova progenitor*, Juillet 2000, MNRAS 317, L41-L44.

Annexes

Annexe A : script du programme VIEWLC

```
#####
## viewlc.conf ## ## Version: 1.0 ## ## Date: 12/01/2003 ## ##
Author: S. Charpinet ## ## Description: Runtime parameters read by
VIEWLC ##
#####
```

```
## Global campaign parameters
use_titles    no
title         KPD1930+2752
run_jdbase    2452871.5
build_sfile   yes
smooth_lc     yes
```

```
## Campaign: list of files ## Filename   Format      Color JD_Base
JD_Corr1    JD_Corr2    JD_Corr3    Scaling ##
```

#	file	awise03sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	WISEawise03sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	awise04sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	Awise05sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	Cwise05sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	wise06sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	Cubaa14Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	CubaA15Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	Cubab14Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	CubaB15Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	H22Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	H23bAug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	H24bAug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	H28Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	H29Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	H30Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	H31Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	H3Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	H4Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	H5Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	H6Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	yellow	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	LL2608.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	LL2708.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	LL2808.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	BISLL2808.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	MCDa0688.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	mdr246.txt.RED	%lf_%lf_%lf	blue	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
	file	mdr247a.txt.RED	%lf_%lf_%lf	blue	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0
#	file	mdr247b.txt.RED	%lf_%lf_%lf	blue	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0

file Rmdr247b.txt.RED	%lf_%lf_%lf	blue	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.127
file mdr248.txt.RED	%lf_%lf_%lf	blue	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.127
file S028Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	cyan	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.228
# file S029Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	cyan	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.228
file BISS029Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	cyan	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.228
file S030Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	cyan	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.228
file SOA27Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	cyan	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.228
# file SOB27Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	cyan	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.228
file Ty1Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
# file Ty28Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
# file Ty29Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
file Ty31Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
file TyA2Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
file TyB2Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
file TyC2Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
# file Tya30Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
# file Tyb30Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
file BISTyb30Aug.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.097
# file bao030831.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.24
file BISbao030831.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.24
# file gv30803.txt.RED	%lf_%lf_%lf	green	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.00
file BISgv30803.txt.RED	%lf_%lf_%lf	green	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.00
file gv30805.txt.RED	%lf_%lf_%lf	green	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.00
file gv30806.txt.RED	%lf_%lf_%lf	green	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.00
file gv30807.txt.RED	%lf_%lf_%lf	green	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.00
file gv30808.txt.RED	%lf_%lf_%lf	green	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.00
file gv30809.txt.RED	%lf_%lf_%lf	green	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.00
# file jrKPD1930_0824.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.0
# file jrKPD1930_0828_1.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.0
# file jrKPD1930_0828_2.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.0
# file jrKPD1930_0831_2.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.0
# file loi_kpd_2708.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000289	+0.0	+0.0	1.0
# file NOT_Aug20_12.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000405	+0.0	+0.0	1.042
# file NOT_Aug21.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000417	+0.0	+0.0	1.042
# file NOT_Aug22.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000411	+0.0	+0.0	1.042
# file NOT_Aug19a.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000324	+0.0	+0.0	1.042
file NOT2012A.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000405	+0.0	+0.0	1.042
file NOT2012B.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000405	+0.0	+0.0	1.042
file NOT21a.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000417	+0.0	+0.0	1.042
file NOT21b.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000417	+0.0	+0.0	1.042
file NOT22a.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000411	+0.0	+0.0	1.042
file NOT22b.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000411	+0.0	+0.0	1.042
file NOT_Aug23a.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000428	+0.0	+0.0	1.042
file NOT_Aug23b.txt.RED	%lf_%lf_%lf	red	2447972.711397	+0.0000428	+0.0	+0.0	1.042
# file LL2308.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.069
file RL2308.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0	+0.0	+0.0	1.069
# file suh-116.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
file BISsuh-116.txt.RED	%lf_%lf_%lf	black	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy18A.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy18B.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy18C.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy20A.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
file Hy20B.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy4Sep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy6ASep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy6BSep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy7ASep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24
# file Hy7BSep.txt.RED	%lf_%lf_%lf	magenta	2447972.711397	+0.0000579	+0.0	+0.0	1.24

Synthetic Light Curve from available Periods
 build_synth yes


```

periods_file Tout.txt
## phirun indicates the T0 time used for the fourier analysis.
Usually, phirun = run_jdbase-jd_base. ## If synchronised light
curves have been used for the analysis, use phirun = 0.0 # phirun
4898.7886
phirun 0.0

## Graphic Output: Global Light Curve parameters
plot_glc yes
dev_glc postscript
bbox_glc 0.0 1.0 -0.07 0.07

## Graphic Output: Local Light Curve parameters
plot_zlc no
dev_zlc postscript
bbox_zlc 3.25 4000 9 -0.05 0.05

## Graphic Output: Pre-whitened lightcurve ## (keep this section
after the Synthetic Light Curve section)
plot_pwlc yes
dev_pwlc postscript
bbox_pwlc 0.0 1.0 -0.07 0.07
pwlc_skip 4107.989723

## Graphic Output: Folded lightcurve ## (keep this section after the
Synthetic Light Curve section)
plot_flc yes
dev_flc postscript
bbox_flc 0.0 2.0 -3.0 3.0
flc_nbin 100
flc_per 8215.879446

```

Annexe B : Tableau des 130 périodes

Fréquence(μ Hz)	Période(s)	Amplitude(%)	Erreur(%)	Phase(s)	Erreur(s)
6970.418	143.464	4.479434E-02	4.176463E-03	7.550950	2.128869
6894.507	145.043	2.819582E-02	4.179024E-03	31.966604	3.420263
6861.581	145.739	3.093801E-02	4.189294E-03	16.056375	3.141143
6791.540	147.242	2.996931E-02	4.186772E-03	25.973543	3.273068
6319.914	158.230	4.341739E-02	4.282191E-03	71.552792	2.483440
6319.292	158.248	7.192978E-02	4.281778E-03	119.917856	1.499129
5958.801	167.819	3.619269E-02	4.322048E-03	50.803502	3.189562
5949.972	168.068	3.672487E-02	4.356446E-03	4.005814	3.173161
5940.041	168.349	3.535774E-02	4.265466E-03	13.914648	3.231763
5939.101	168.375	4.086962E-02	4.296526E-03	61.618988	2.817642
5936.198	168.458	3.625232E-02	4.280526E-03	133.378123	3.166047
5746.829	174.009	3.465555E-02	4.214728E-03	25.244831	3.367737
5737.037	174.306	4.390432E-02	4.236348E-03	28.981232	2.677381
5702.990	175.345	4.982977E-02	4.252541E-03	71.919745	2.381964
5696.512	175.546	3.383992E-02	4.303175E-03	157.170616	3.553924
5677.302	176.140	3.291719E-02	4.234190E-03	95.277332	3.605465
5672.214	176.298	3.204273E-02	4.335341E-03	59.353902	3.797259
5662.642	176.596	3.255909E-02	4.268030E-03	4.177173	3.684867
5636.724	177.408	4.017638E-02	4.267048E-03	87.778005	3.000422
5631.391	177.576	3.605551E-02	4.244649E-03	19.045221	3.327885
5616.778	178.038	3.531445E-02	4.235885E-03	37.660456	3.399391

Fréquence(μ Hz)	Période(s)	Amplitude(%)	Erreur(%)	Phase(s)	Erreur(s)
5572.955	179.438	3.466425E-02	4.196346E-03	0.143617	3.455769
5558.057	179.919	3.797648E-02	4.204474E-03	165.839156	3.171124
5459.350	183.172	6.319337E-02	4.301647E-03	99.927985	1.985173
5457.145	183.426	4.947207E-02	4.308404E-03	81.268931	2.542391
5448.789	183.527	5.091387E-02	4.267605E-03	22.269442	2.448057
5429.942	184.164	3.918947E-02	4.261296E-03	180.352089	3.186133
5412.192	184.768	5.568660E-02	4.534210E-03	7.092262	2.394574
5398.664	185.231	3.851276E-02	4.281687E-03	77.642341	3.277115
5388.541	185.579	5.302058E-02	4.552872E-03	47.248703	2.537471
5383.261	185.761	4.697772E-02	4.241307E-03	171.340318	2.669459
5378.310	185.932	5.253856E-02	4.583388E-03	168.526647	2.580299
5354.666	186.753	4.738111E-02	4.557329E-03	48.992126	2.857335
5345.907	187.059	3.656211E-02	4.256248E-03	54.880279	3.465233
5221.114	191.530	3.759970E-02	4.209360E-03	152.518722	3.413278
5206.733	192.059	3.747529E-02	4.211707E-03	165.585273	3.435455
4896.775	204.216	3.016467E-02	4.181511E-03	185.978261	4.506815
4817.327	207.584	4.058820E-02	4.184520E-03	21.420869	3.404786
4769.422	209.669	5.123330E-02	4.185273E-03	23.570027	2.725580
4716.269	212.032	3.488684E-02	4.184507E-03	35.213603	4.047964
4624.534	216.238	3.394403E-02	4.183990E-03	8.556233	4.242782
4526.075	220.942	4.534539E-02	4.311510E-03	19.297332	3.344876
4524.436	221.022	6.092705E-02	4.301855E-03	188.364887	2.483748
4507.631	221.846	3.650584E-02	4.211398E-03	221.382672	4.074698
4282.270	233.521	3.982836E-02	4.214863E-03	103.936153	3.933228
4237.917	235.965	4.046070E-02	4.223815E-03	2.574012	3.920274
4218.092	237.074	5.614659E-02	4.242250E-03	230.565644	2.849660
4184.923	238.953	6.692478E-02	4.363439E-03	133.176099	2.479713
4177.214	239.394	8.787746E-02	4.545260E-03	20.744987	1.971722
4175.208	239.509	6.126686E-02	4.933230E-03	69.008212	3.068084
4174.563	239.546	7.134370E-02	4.575650E-03	40.796620	2.446014
4167.864	239.931	1.032060E-01	4.486870E-03	167.421547	1.660122
4165.070	240.092	6.306853E-02	4.569254E-03	106.453512	2.767771
4151.548	240.874	5.278875E-02	4.857198E-03	81.564292	3.525028
4148.620	241.044	4.663114E-02	4.596426E-03	19.831094	3.781091
4129.262	242.174	9.441921E-02	4.783605E-03	88.111762	1.953262
4127.507	242.277	8.208756E-02	4.838150E-03	45.896082	2.273888
4125.974	242.367	1.081864E-01	4.918419E-03	99.586254	1.755039
4124.323	242.464	5.672424E-02	4.728396E-03	147.746218	3.216640
4117.310	242.877	6.618317E-02	4.812813E-03	20.300750	2.813475
4099.755	243.917	4.733457E-02	4.530993E-03	39.386013	3.715172
4097.571	244.047	6.195670E-02	4.553476E-03	136.348745	2.854963
4090.414	244.474	8.037674E-02	4.901386E-03	122.805368	2.372834
4080.467	245.070	8.658520E-02	4.612965E-03	175.728227	2.079807
4072.341	245.559	5.604626E-02	4.651541E-03	142.262217	3.245459
4069.772	245.714	7.547525E-02	4.655059E-03	69.697597	2.412001
4066.958	245.884	7.739118E-02	5.402900E-03	25.301505	2.731721
4063.802	246.075	5.413151E-02	4.721080E-03	210.076563	3.417467
4052.767	246.745	9.690008E-02	4.655617E-03	90.905899	1.886584
4043.410	247.316	9.428629E-02	5.082351E-03	19.791560	2.121943
4035.301	247.813	1.417416E-01	4.647344E-03	36.896961	1.293245
4032.502	247.985	6.604704E-02	4.554741E-03	112.749477	2.722413
4027.224	248.310	1.034345E-01	4.863008E-03	99.597143	1.858368
4025.846	248.395	1.169134E-01	4.815134E-03	89.196430	1.628844
4024.226	248.495	9.252037E-02	4.677077E-03	168.078697	2.000488
4019.066	248.814	1.605341E-01	4.665925E-03	77.913492	1.151582
4014.710	249.084	7.220701E-02	4.745193E-03	126.929741	2.604955
4005.736	249.642	6.885661E-02	4.530434E-03	217.896452	2.614492

Fréquence(μ Hz)	Période(s)	Amplitude(%)	Erreur(%)	Phase(s)	Erreur(s)
3991.968	250.503	5.881943E-02	4.740217E-03	18.954716	3.211642
3990.200	250.614	1.291088E-01	4.592851E-03	127.114867	1.418891
3984.588	250.967	7.984261E-02	4.663310E-03	28.585983	2.333120
3976.443	251.481	6.060585E-02	4.826444E-03	124.563340	3.185263
3974.563	251.600	2.160120E-01	4.551682E-03	215.919021	0.843966
3973.269	251.682	8.554990E-02	4.705004E-03	228.053719	2.202631
3957.324	252.696	6.615496E-02	4.556192E-03	142.391490	2.771269
3953.022	252.971	8.399333E-02	4.770046E-03	59.694586	2.287190
3939.101	253.865	7.836143E-02	4.477917E-03	50.974643	2.308310
3930.972	254.390	6.739018E-02	4.728431E-03	202.002617	2.840055
3924.292	254.823	8.239824E-02	4.439695E-03	87.556737	2.185174
3923.015	254.906	2.190021E-01	4.503764E-03	153.807990	0.834105
2920.093	255.096	1.543090E-01	4.997100E-03	62.055894	1.314573
3918.679	255.188	1.041364E-01	4.882703E-03	150.968398	1.904301
3917.129	255.289	1.176839E-01	4.671600E-03	232.403972	1.612592
3908.510	255.852	3.014656E-01	4.854677E-03	190.920572	0.656043
3885.804	257.347	1.335142E-01	4.504539E-03	78.123024	1.381545
3856.700	259.289	1.165267E-01	4.437111E-03	101.416029	1.572216
3855.124	259.395	1.030965E-01	4.443598E-03	168.949176	1.779751
3852.896	259.545	2.210524E-01	4.449152E-03	216.466512	0.831260
3851.546	259.636	6.469310E-02	4.599814E-03	218.931850	2.937369
3850.019	259.739	6.966729E-02	4.615507E-03	48.643872	2.738843
3824.794	261.452	5.308943E-02	4.434268E-03	5.722465	3.476052
3809.088	262.530	6.388237E-02	4.393114E-03	242.697017	2.872523
3803.395	262.923	5.464116E-02	4.580221E-03	68.494459	3.509076
3783.837	264.282	1.270547E-01	4.581643E-03	124.253214	1.516726
3782.449	264.379	1.013631E-01	4.796903E-03	49.104696	1.990673
3780.747	264.498	7.672745E-02	4.503719E-03	123.982969	2.471196
3776.064	264.826	8.869225E-02	4.529538E-03	152.773475	2.152445
3765.854	265.544	6.080036E-02	4.421870E-03	50.358418	3.072140
3761.647	265.841	4.995646E-02	4.367948E-03	114.736745	3.698035
3757.788	266.114	9.504466E-02	4.580695E-03	190.265562	2.040672
3747.873	266.818	7.363625E-02	4.487239E-03	136.161945	2.589500
3733.266	267.862	7.788153E-02	4.455710E-03	183.712322	2.439478
3731.246	268.007	1.036318E-01	4.502987E-03	231.508428	1.854313
3710.465	269.508	5.587358E-02	4.426224E-03	159.708040	3.396881
3697.350	270.464	6.154947E-02	4.410204E-03	251.579222	3.084066
3695.710	270.584	7.319743E-02	4.451681E-03	23.915538	2.617509
3690.473	270.968	5.229808E-02	4.458262E-03	45.340829	3.676564
3687.737	271.169	7.771842E-02	4.444190E-03	235.755241	2.468957
3665.917	272.783	6.846066E-02	4.691077E-03	223.124876	2.974472
3665.353	272.825	8.326649E-02	4.790246E-03	246.868717	2.498707
3541.942	282.331	3.632019E-02	4.197993E-03	229.559273	5.193021
3499.685	285.740	3.849392E-02	4.190598E-03	104.471654	4.950806
3387.281	295.222	5.366432E-02	4.198367E-03	10.888698	3.676351
3330.280	300.275	3.635313E-02	4.204544E-03	104.328182	5.525539
3308.640	302.239	4.478359E-02	4.188344E-03	190.810503	4.499513
3202.398	312.266	3.181709E-02	4.181131E-03	9.777868	6.530957
3189.030	313.575	6.364852E-02	4.179597E-03	206.507130	3.277934
3066.535	326.101	3.261931E-02	4.209448E-03	61.926936	6.696499
3065.341	326.228	4.919881E-02	4.209909E-03	58.791988	4.440977
243.428	4107.990	1.270556E+00	4.164678E-03	2381.570457	2.151631

TAB. 4.4 – Tableau complet des 130 périodes